300 Лет
Российская Академия Наук

НАНОФИЗИКА И НАНОЭЛЕКТРОНИКА

Труды XXVIII Международного симпозиума

11–15 марта 2024 года

Том 2

Нижний Новгород
2024

НАНОФИЗИКА И НАНОЭЛЕКТРОНИКА

Труды XXVIII Международного симпозиума

11–15 марта 2024 г., Нижний Новгород

Том 2

Секция 3
Полупроводниковые наноструктуры: электронные, оптические свойства, методы формирования

Секция 4
Измерения и технологии атомарного и нанометрового масштаба на основе зондовых, электронно-лучевых и ионно-лучевых методов

Секция 6
Твердотельная элементная база квантовых технологий

Нижний Новгород
ИПФ РАН
2024

УДК 538.9(063)
ББК 22.37я431
32.844.2я431
Н-25

Нанофизика и наноэлектроника. Труды XXVIII Международного симпозиума (*Нижний Новгород, 11–15 марта 2024 г.*).
Н-25 В 2 томах. Том 2-й. — Нижний Новгород : ИПФ РАН, 2024. — 492 с.
ISBN 978-5-8048-0124-4

Организаторы

Министерство науки и высшего образования Российской Федерации
Отделение физических наук РАН
Научный совет РАН по физике полупроводников
Научный совет РАН по физике конденсированных сред
Институт физики микроструктур РАН
Нижегородский государственный университет им. Н. И. Лобачевского
Благотворительный фонд «От сердца к сердцу»

Программный комитет

А. В. Акимов, к.ф.-м.н.	РКЦ, ФИАН им. П. Н. Лебедева РАН, Москва
А. Ю. Аладышкин, д.ф.-м.н.	ИФМ РАН, Нижний Новгород
В. В. Бельков, д.ф.-м.н.	ФТИ им. А. Ф. Иоффе РАН, Санкт-Петербург
И. С. Бурмистров, д.ф.-м.н.	ИТФ им. Л. Д. Ландау РАН, Черноголовка
В. А. Бушуев, д.ф.-м.н.	МГУ им. М. В. Ломоносова, Москва
В. А. Быков, д.т.н.	NT-MDT Spectrum Instruments, Москва
В. А. Волков, д.ф.-м.н.	ИРЭ им. В. А. Котельникова РАН, Москва
В. И. Гавриленко, д.ф.-м.н.	ИФМ РАН, Нижний Новгород
С. В. Гапонов, академик РАН	ИФМ РАН, Нижний Новгород
А. Б. Грановский, д.ф.-м.н.	МГУ им. М. В. Ломоносова, Москва
К. Н. Ельцов, д.ф.-м.н.	ИОФ им. А. М. Прохорова РАН, Москва
С. В. Зайцев-Зотов, д.ф.-м.н.	ИРЭ им. В. А. Котельникова РАН, Москва
С. В. Иванов, д.ф.-м.н.	ФТИ им. А. Ф. Иоффе РАН, Санкт-Петербург
Е. Л. Ивченко, чл.-корр. РАН	ФТИ им. А. Ф. Иоффе РАН, Санкт-Петербург
В. В. Кведер, академик РАН	ИФТТ РАН, Черноголовка
З. Ф. Красильник, чл.-корр. РАН	ИФМ РАН, Нижний Новгород, председатель
И. В. Кукушкин, академик РАН	ИФТТ РАН, Черноголовка
В. Д. Кулаковский, академик РАН	ИФТТ РАН, Черноголовка
А. В. Латышев, академик РАН	ИФП СО РАН им. А. В. Ржанова, Новосибирск
А. С. Мельников, д.ф.-м.н.	ИФМ РАН, Нижний Новгород
М. А. Миляев, д.ф.-м.н.	ИФМ УрО РАН им. М. Н. Михеева, Екатеринбург
В. Л. Миронов, д.ф.-м.н.	ИФМ РАН, Нижний Новгород
С. В. Морозов, д.ф.-м.н.	ИФМ РАН, Нижний Новгород
С. А. Никитов, чл.-корр. РАН	ИРЭ им. В. А. Котельникова РАН, Москва
А. В. Новиков, д.ф.-м.н.	ИФМ РАН, Нижний Новгород
Д. В. Рощупкин, д.ф.-м.н.	ИПТМ РАН, Черноголовка
В. В. Рязанов, д.ф.-м.н.	ИФТТ РАН, Черноголовка
А. В. Садовников, к.ф.-м.н.	СГУ им. Н. Г. Чернышевского, Саратов
Н. Н. Салащенко, чл.-корр. РАН	ИФМ РАН, Нижний Новгород
М. В. Сапожников, д.ф.-м.н.	ИФМ РАН, Нижний Новгород
А. А. Саранин, чл.-корр. РАН	ИАПУ ДВО РАН, Владивосток
Д. А. Татарский, к.ф.-м.н.	ИФМ РАН, Нижний Новгород, учёный секретарь
Ю. А. Филимонов, д.ф.-м.н.	Саратовский филиал ИРЭ РАН, Саратов
А. А. Фраерман, д.ф.-м.н.	ИФМ РАН, Нижний Новгород
Д. Р. Хохлов, чл.-корр. РАН	МГУ им. М. В. Ломоносова, Москва
А. В. Чаплик, академик РАН	ИФП СО РАН им. А. В. Ржанова, Новосибирск
Н. И. Чхало, д.ф.-м.н.	ИФМ РАН, Нижний Новгород
Т. В. Шубина, д.ф.-м.н.	ФТИ им. А. Ф. Иоффе РАН, Санкт-Петербург

Организационный комитет

А. В. Новиков	ИФМ РАН, Нижний Новгород, председатель
В. Г. Беллюстина	ИФМ РАН, Нижний Новгород
М. В. Зорина	ИФМ РАН, Нижний Новгород
А. В. Иконников	МГУ им. М. В. Ломоносова, Москва
Д. А. Камелин	ИФМ РАН, Нижний Новгород
Р. С. Малофеев	ИФМ РАН, Нижний Новгород
М. С. Михайленко	ИФМ РАН, Нижний Новгород
С. В. Морозов	ИФМ РАН, Нижний Новгород
Е. Н. Садова	ИФМ РАН, Нижний Новгород
Е. Е. Пестов	ИФМ РАН, Нижний Новгород

ISBN 978-5-8048-0124-4

ББК 22.37я431
32.844.2я431

© ИПФ РАН, 2024
© ИФМ РАН, 2024

СПОНСОРЫ СИМПОЗИУМА

Группа компаний НТ-МДТ Спектрум Инструментс, ntmdt-si.ru

АО «Завод ПРОТОН», microscopy.su

ООО «ПОЛИКЕТОН», www.okm2.ru

АО «Научное и технологическое оборудование», semiteq.ru

SCONTEL, scontel.ru

ООО «МВЭЙВ», emwave.ru

"НАУКА"
Центр Технического Сопровождения

ЦТС «Наука», nauka-shop.ru

ИНТЕРОПТИКС

ООО "ИНТЕРОПТИКС", interoptics.ru

АкадемВак

ООО «АкадемВак», academvac.ru

NANOMAGNETICS INSTRUMENTS

ООО «АКА-ЛОДЖИК», nanoafm.ru

МИНАТЕХ
МИКРО И НАНО ТЕХНОЛОГИИ

ООО "Минатех", minateh.ru

ЭкситонАналитик

ООО «Экситон Аналитик», exiton-analytic.ru

Криоприбор

ООО «Криогенные приборы», cryopribor.ru

СЕКЦИЯ 3

Полупроводниковые наноструктуры: электронные, оптические свойства, методы формирования

Формирование, структурные свойства и энергетический спектр новых GaSbP/AlP квантовых точек

Д. С. Абрамкин[1,2,*], М. О. Петрушков[1], Д. В. Касьянов[1,2], Д. Б. Богомолов[1], М. Ю. Есин[1], М. А. Путято[1], В. В. Преображенский[1]

[1]Институт физики полупроводников СО РАН им. А. В. Ржанова, пр. Акад. Лаврентьева, 13, Новосибирск, 630090
[2]Новосибирский государственный университет, ул. Пирогова, 2, Новосибирск, 630090
*dalamber.07@mail.ru

Рассматриваются процессы формирования самоорганизованных квантовых точек (КТ) при осаждении атомов Ga и молекул Sb_4 и P_2 на поверхность AlP. Обнаружено, что независимо от соотношения потоков молекул Sb_4 и P_2 ($P(Sb_4):P(P_2)$) происходит формирование GaSbP/AlP КТ, механические напряжения в которых практически полностью релаксировали. Квантовые точки, сформированные при $P(Sb_4):P(P_2) > 0{,}6$, состоят из GaSbP с малой долей P (< 20%), независимо от $P(Sb_4):P(P_2)$, а при снижении $P(Sb_4):P(P_2) < 0{,}6$ содержание P резко возрастает до уровня 60–90%. Сопоставление данных фотолюминесценции, полученных для гетероструктур с захороненными КТ, и результатов расчетов энергетического спектра КТ показало, что увеличение содержания P в ненапряженных КТ приводит к снижению энергии локализации дырок с 1,65 эВ (для чистого GaSb) до менее, чем 0,6 эВ (для $GaSb_{0,1}P_{0,9}$).

Введение

Интерес к GaSbP/AlP квантовым точкам (КТ) обусловлен теоретическими оценками энергии локализации дырки в КТ (E_{loc}), которая может принимать значения вплоть до 2,04 эВ [1]. Это позволяет ожидать, что время хранения заряда в КТ составит более 10 лет [2], что делает данные структуры перспективным объектом для создания приборов универсальной памяти, обеспечивающих длительное энергонезависимое хранение информации в сочетании с возможностью быстрого (< 10 нс) перезаписывания [3]. Ранее нами были изучены КТ, формирующиеся при осаждении GaSb на AlP методом молекулярно-лучевой эпитаксии (МЛЭ). Было показано, что КТ формируются из GaSb, механические напряжения в них полностью релаксированы, а значение E_{loc} составляет 1,65–1,70 эВ [4]. Однако, как показали наши предварительные расчеты [1], для напряженных КТ E_{loc} может достигать заметно больших значений (до 2,04 эВ), что делает получение напряженных КТ предпочтительным с точки зрения увеличения времени хранения заряда. Возможным решением для предотвращения пластической релаксации деформаций в КТ является снижение рассогласования постоянных решеток материала КТ и матрицы. В докладе обсуждаются результаты изучения КТ, полученных при осаждении атомов Ga и молекул Sb_4 и P_2 на AlP.

Эксперимент

Гетероструктуры с GaSbP/AlP КТ выращивались методом МЛЭ на искусственных подложках GaP/GaAs ориентации (100). Подложки GaAs (100), используемые для этого, характеризуются отклонением 6º от плоскости (100) в направлении [011]. Плотность прорастающих дислокаций в приповерхностных слоях искусственной подложки GaP/GaAs составляла около 10^8 см$^{-2}$.

Буферные слои GaP толщиной 300 нм выращены при температуре подложки T_S = 600 ºC. Затем T_S снижалась до 450 ºC и выращивались слои AlP толщиной 50 нм. Скорость осаждения атомов Ga и Al при росте объемных слоев GaP и AlP соответствовала скорости роста 1 монослой в секунду (МС/с). После роста AlP T_S изменялась 380 ºC. В ходе охлаждения поверхность AlP выдерживалась в потоке молекул P_2. Для формирования КТ осуществлялось осаждение твердого раствора GaSbP при различных значениях $P(Sb_4):P(P_2)$ и T_S. Скорость осаждения Ga при формировании КТ была неизменна и соответствовала скорости роста 0,23 МС/с. Сначала производилось включение потока молекул Sb_4, а затем, через 3 с, потока атомов Ga. Время формирования КТ (а значит, и количество осажденного GaSbP) отсчитывалось с момента включения потока атомов Ga. В ходе осаждения GaSbP на AlP проводился анализ и фиксация картин, полученных методом дифракции быстрых электронов на отражение (ДБЭО). После формирования КТ и отключения потоков атомов Ga и молекул Sb_4 T_S повышалась до 650 ºC в целях сгона образовавшихся КТ. Далее проводилось осаждение 5 нм GaP, снижение T_S до 450 ºC и осаждение 5 нм AlP, затем T_S изменялась до необходимой для осаждения КТ (в ходе изменения T_S рост AlP останавливался и поверхность выдерживалась в потоке молекул P_2). После чего операции повторялись и проводилось осаждение GaSbP при иных значениях T_S или $P(Sb_4):P(P_2)$. В ходе серии ростовых экспериментов $P(Sb_4):\mathbf{P}(P_2)$ варьировалась в пределах 0,07–27. В ходе анализа ДБЭО-изображений фиксировались следующие величины (рис. 1):

1) Время формирования брэгговских рефлексов по отношению к началу осаждения атомов Ga. Это позволяло определить критическую толщину формирования КТ (D_{eff}).

2) Соотношение горизонтальных (L) и вертикальных (H) расстояний между брэгговскими рефлексами L/H. Эти расстояния обратно пропорциональны межплоскостным расстояниям $L \sim 1/d_{011QD} \sim 1.414/a_{\parallel}$, где $a_{\parallel}$ – параметр решетки материала КТ в плоскости структуры, и $H \sim 1/d_{100QD} \sim 1/a_{\perp}$, где $a_{\perp}$ – параметр решетки материала КТ в направлении роста.

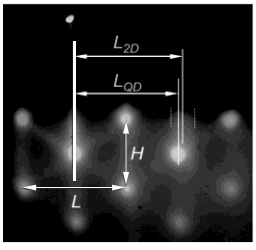


Рис. 1. Типичная ДБЭО-картина, полученная в ходе формирования GaSbP/AlP КТ

3) Соотношение горизонтальных расстояний между брэгговским и двумерным рефлексами, связанными с поверхностью AlP L_{QD} и L_{2D}. Эти параметры обратно пропорциональны межплоскостным расстояниям материала КТ и AlP-матрицы в плоскости структуры:

$L_{QD} \sim 1/d_{011QD} \sim 1{,}414/a_{\parallel}$ и $L_{2D} \sim 1/d_{011AlP} \sim 1{,}414/a_{AlP}$.

Дополнительно была выращена гетероструктура с захороненными GaSbP/AlP КТ. Формирование КТ проходило при $P(Sb_4):P(P_2)$ = 0,6. На поверхности гетероструктуры был выращен слой КТ в тех же условиях, что и захороненные КТ. Для сравнения была выращена аналогичная структура без КТ. Полученные структуры исследовались методами спектроскопии фотолюминесценции (ФЛ) и атомно-силовой микроскопии (АСМ).

Результаты

Как видно из рис. 2, *а*, имеет место пороговый характер зависимости $D_{eff}(P(Sb_4):P(P_2))$. При снижении $P(Sb_4):P(P_2)$ от 27 до 0,6 D_{eff} слабо растет от 1,7 до 2,25 МС, в то время как при снижении $P(Sb_4):P(P_2)$ ниже 0.6 критическая толщина начинает резко расти вплоть до 27.5 МС. Кроме того, из рис. 2, *б* видно, что независимо от $P(Sb_4):P(P_2)$ отношение L/H имеет значение, близкое к 1,414–1,5, что указывает на практически полную релаксацию деформаций в КТ.

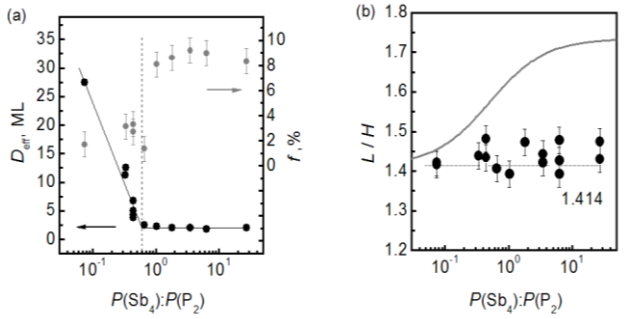


Рис. 2. Полученные зависимости $D_{eff}(P(Sb_4):P(P_2))$ и $f(P(Sb_4):P(P_2))$ (*а*) и $L/H(P(Sb_4):P(P_2))$ (*б*) при осаждении GaSbP при T_S = 380 ºС

Для сравнения на рис. 2, *б* приведена расчетная зависимость L/H для случая псевдоморфно напряженных КТ, состоящих из твердого раствора GaSbP, состав которого задан осаждаемыми потоками. Соотношение атомных долей Sb и P в GaSbP определялось как $P(Sb_4):P(P_2)\times 0{,}363$, где эмпирический коэффициент 0,363 задается различием в чувствительности манометрического преобразователя к потокам молекул Sb_4 и P_2, а также различием коэффициентов встраивания этих молекул в кристалл. Расчет L/H проведен в рамках модели сплошной среды. Также из рис. 2, *а* видно, что величина рассогласования параметров решетки материала КТ и матрицы заметно меняется с изменением $P(Sb_4):P(P_2)$, при этом наблюдается резкий скачок f от 8–10% до 1–4% при снижении $P(Sb_4):P(P_2) < 0{,}6$.

Проведены исследования морфологии поверхности массива GaSbP/AlP КТ, выращенных при $P(Sb_4):P(P_2)$ = 0,6. Как видно из рис. 3, массив состоит из КТ двух типов: «больших» КТ (8–10 нм, 150–200 нм) с малой плотностью ($2\cdot10^8$ см$^{-2}$) и «малых» КТ (2–4 нм, 40–60 нм) с высокой плотностью ($3\cdot10^{11}$ см$^{-2}$).

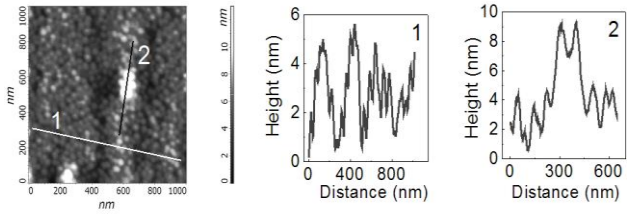


Рис. 3. АСМ-изображение незахороненных GaSbP/AlP КТ

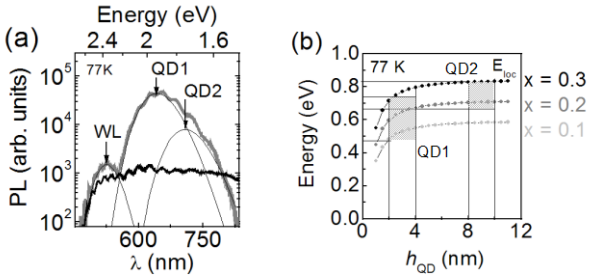


Рис. 4. Спектры низкотемпературной ФЛ-структуры с захороненными $GaSb_xP_{1-x}$/AlP КТ и без (*а*), расчетные значения E_{loc} и их сопоставление с данным ФЛ (*б*)

Проведены измерения спектров ФЛ-структур с КТ и без них. Сравнение этих спектров позволило определить полосы ФЛ, связанные с КТ различных типов (рис. 4, *а*). Проведены расчеты энергетического спектра ненапряженных $GaSb_xP_{1-x}$/AlP КТ. Сопоставление расчетной энергии оптического перехода с данными ФЛ позволило оценить состав КТ различных типов. Также расчеты позволили получить оценку значения E_{loc}. Как видно из рис. 4, *б*, снижение доли Sb ведет к снижению E_{loc} ниже, чем 0,6 эВ.

Выводы

Показано, что формирование GaSbP/AlP КТ путем осаждения атомов Ga и молекул Sb_4 и P_2 не позволяет получить псевдоморфно напряженные КТ. Формирующиеся ненапряженные GaSbP/AlP КТ состоят из твердого раствора, состав которого пороговым образом зависит от $P(Sb_4):P(P_2)$. Снижение содержания Sb в КТ ведет к снижению E_{loc} с 1,65 эВ для GaSb [4] до менее чем 0,6 для $GaSb_{0.1}P_{0.9}$.

Финансирование

Работа выполнена при поддержке гранта РНФ № 22-22-20031.

Литература

1. D. S. Abramkin, V. V. Atuchin // Nanomat., 12. 3794 (2022).
2. T. Nowozin, et al. // J. Nanomat. 215613 (2013).
3. A. Marent, et al. // Semicond. Sci. Technol. 26. 014026 (2011).
4. D. S. Abramkin, et al. Nanomat. 13. 910 (2023).

Поверхностный ферромагнетизм в киральном топологическом полуметалле CoSi

Н. Н. Орлова*, А. А. Авакянц, А. В. Тимонина, Н. Н. Колесников, Э. В. Девятов**

Институт физики твердого тела им. Ю. А. Осипьяна РАН, ул. Акад. Осипьяна, 2, Черноголовка, 142432
*honna@issp.ac.ru, **avakyants@issp.ac.ru

Несмотря на то что киральный топологический полуметалл CoSi известен как объемный диамагнетик, он демонстрирует необычный поверхностный ферромагнетизм спорного происхождения. Ферромагнитное упорядочение приписывается оборванным связям, сверхрешетке упорядоченных вакансий и даже топологическим поверхностным текстурам в результате спиновой поляризации в соседних арках Ферми. Мы экспериментально сравнили кривые перемагничивания для исходно оксидированных монокристаллов CoSi и для сколотых образцов с чистой, свободной от оксидов поверхностью. В то время как оксидированные образцы CoSi не демонстрируют значительного ферромагнетизма, свежесколотая поверхность CoSi обеспечивает сильный ферромагнитный отклик, который сопровождается ярко выраженной модуляцией на угловой зависимости намагниченности, как ожидается для легкой и трудной осей в ферромагнетике. В дополнение к анализу кривых перемагничивания первого порядка, это наблюдение позволило нам провести различия между разными механизмами ферромагнитного упорядочения в монокристалле CoSi. Мы заключили, что взаимодействие Рудермана – Киттеля – Касуя – Иосиды (РККИ) между оборванными связями вблизи поверхности образца, индуцируемое поверхностными состояниями, ответственно за ферромагнитное многодоменное поведение для расколотых образцов CoSi.

Введение

Концепция кирального топологического полуметалла обычно рассматривается как модификация вейлевского полуметалла, в котором помимо *T*- или *I*-симметрии нарушена также и зеркальная симметрия. Киральный полуметалл характеризуется наличием всего одной пары вейлевских узлов с противоположной киральностью, что приводит к существованию длинных арок Ферми поверхностных состояний. Исследование магнитного отклика данного класса материалов представляет интерес благодаря спиновой поляризации поверхностных состояний в результате сильной корреляции спина и импульса (spin-momentum locking).

Известным представителем этого класса материалов является киральный топологический полуметалл CoSi. Данный полуметалл относится к группе кристаллов с простой кубической кристаллической структурой типа B20, а киральная симметрия обеспечивается винтовой осью 2_1 в пространственной группе симметрии $P2_13$.

Несмотря на то что киральный топологический полуметалл CoSi известен как объемный диамагнетик, он демонстрирует необычный ферромагнетизм [1–4]. Хотя такое поведение было исследовано независимо в ряде работ, его происхождение до сих пор являлось спорным. В качестве возможных механизмов, ответственных за ферромагнитное упорядочение, рассматривались оборванные связи вблизи поверхности образца [1, 2], сверхрешетка упорядоченных вакансий [1, 2] и топологические поверхностные текстуры, возникающие благодаря спиновой поляризации в соседних ферми-арках [4, 5].

Результаты

Мы экспериментально сравнили кривые перемагничивания для исходно оксидированных кристаллов CoSi и расколотых образцов с чистой, свободной от оксида поверхностью. Для двух образцов различной массы было обнаружено, что величина магнитного сигнала не пропорциональна объему кристалла. Это наблюдение говорит о вкладе поверхности в ферромагнитный отклик.

В то время как оксидированные кристаллы CoSi не проявили значительного ферромагнетизма, образцы с чистой поверхностью CoSi продемонстрировали сильный ферромагнитный отклик. Возрастание сигнала на порядок при уменьшении массы в несколько раз свидетельствует о преимущественной роли чистой от оксида поверхности в качестве источника ферромагнетизма в CoSi.

Ферромагнитный отклик образцов с неоксидированной поверхностью сопровождается ярко выраженной модуляцией на угловой зависимости намагниченности с периодом 180°. Такое поведение свидетельствует об анизотропии, которая характерна для ферромагнитного состояния.

В дополнение к анализу кривых перемагничивания первого порядка (FORC-analysis), это наблюдение позволило нам провести различие между предложенными механизмами возникновения многодоменного ферромагнитного поведения в монокристалле CoSi.

Наш эксперимент показал, что основной причиной поверхностного ферромагнетизма в CoSi является свободная от оксидов поверхность. Поскольку топологические эффекты, связанные с наличием в CoSi поверхностных состояний, защищены от беспорядка, ими нельзя объяснить зависимость отклика от поверхностного окисления. С другой стороны, нельзя ожидать сильного ферромагнитного отклика от оборванных связей вблизи поверхности CoSi [1, 2].

Действительно, для кирального топологического полуметалла CoSi ожидается взаимодействие Рудермана – Киттеля – Касуя – Иосиды (РККИ), индуцированное поверхностными состояниями [6]. Причем поверхностный вклад затухает с расстоянием между магнитными ионами значительно медленнее объемного. Следовательно, РККИ-взаимодействие способно усиливать изначально слабый ферромагнитный отклик от неоксидированной поверхности.

Выводы

Наш эксперимент позволил провести различия между разными механизмами ферромагнитного упорядочения в монокристаллах CoSi. Таким образом, индуцированное поверхностными состояниями РККИ-взаимодействие между оборванными связями вблизи поверхности образца ответственно за сильное ферромагнитное многодоменное поведение с определенной ориентацией легкой и трудной оси для свежеколотых образцов.

Финансирование

Исследование выполнено при поддержке гранта РНФ № 23-22-00142, https://rscf.ru/project/23-22-00142/

Литература

1. K. Seo, K. S. K. Varadwaj, et al. // Nano Lett. 2007. V. 7. P. 1240 (35).
2. T.-K. Liu, C.-T. Lee, et al. // Nanotechnology. 2015. V. 26. P. 065707. (36)
3. V. N. Narozhnyi, V. N. Krasnorussky // J. Exp. Theor. Phys. 2013. V. 116. P. 780.
4. B. Balasubramanian, P. Manchanda, et al. // Phys. Rev. Lett. 2020. V. 124. P. 057201.
5. W. Tan, X. Jiang, et al. // Adv. Funct. Mater. 2022. V. 32. P. 2208023.
6. H.-J. Duan, S.-H. Zheng, et al. // New J. Phys. 2016. V. 20. P. 103008.

Оптические фононы в структурах HgTe/CdHgTe с квантовыми ямами

В. Я. Алешкин*, М. С. Жолудев

Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, 7, д. Афонино, Кстовский р-н, Нижегородская обл., 603087
*aleshkin@ipmras.ru

Модель диэлектрического континуума разработана для описания оптических фононов в квантовой яме с анизотропной диэлектрической проницаемостью. Разработанная модель использована для расчета спектров и потенциалов оптических фононов в гетероструктуре HgTe/CdHgTe с квантовыми ямами.

Введение

Рассеяние на оптических фононах является одним из основных механизмов релаксации энергии и импульса электронов, энергия которых превышает энергию оптического фонона. В объемных полупроводниках присутствие свободных электронов приводит к уменьшению частоты продольного оптического фонона [1]. Однако зависимость энергии от волнового вектора фонона при этом не изменяется.

Совершенно другая ситуация имеет место в квантовых ямах (КЯ). Хорошо известно, что в слоях ионных полупроводников, в том числе и КЯ, существуют два типа оптических фононов [2]. Один тип фононов называется объемноподобными оптическими фононами. Если для расчета используется модель диэлектрического континуума [3], то частоты объемноподобных оптических фононов совпадают с частотами продольных оптических фононов в КЯ, а амплитуда генерируемых ими электрических полей отлична от нуля только в квантовой яме. Амплитуда колебаний фононов второго типа, называемых поверхностными оптическими фононами, сосредоточена вблизи границ КЯ.

Ранее оптические фононы изучались не только в КЯ с изотропной диэлектрической проницаемостью, но и в вюрцитных КЯ, в которых диэлектрическая проницаемость анизотропна. Однако еще не исследованы оптические фононы в КЯ с анизотропной диэлектрической проницаемостью, анизотропия которой обусловлена размерным квантованием движения электронов в ней.

Анизотропия диэлектрической проницаемости КЯ, объемный материал которой обладает изотропной диэлектрической проницаемостью, может возникнуть в результате двух основных факторов. Первый фактор обусловлен вкладом в диэлектрическую проницаемость внутризонного движения электронов, которое происходит только в плоскости КЯ. Этот механизм связан со свободными носителями заряда: электронами в зоне проводимости и дырками в валентной зоне. Второй фактор обусловлен анизотропией части электронной проводимости вследствие межзонных переходов электронов в КЯ.

В настоящей работе теоретическое исследование свойств оптических фононов в КЯ с анизотропной диэлектрической проницаемостью проводится на примере гетероструктуры HgTe/CdHgTe в модели диэлектрического континуума. Найдены фононные спектры и зависимости от координат электрических потенциалов, создаваемых оптическими фононами.

Спектры оптических фононов

Рассмотрим оптические фононы в 5 нм HgT КЯ, окруженной $Cd_{0.7}Hg_{0.3}Te$ барьерами. Будем полагать, что структура выращена на плоскости (013) CdTe.

Для вычисления спектра фононов будем использовать модель диэлектрического континуума [3]. В этой модели для нахождения спектра фононов необходимы диэлектрические проницаемости квантовой ямы и барьеров.

Диэлектрическая проницаемость квантовой ямы является суммой электронного и решеточного вкладов. Для вычисления вклада в диэлектрическую проницаемость КЯ внутризонного и межзонного движения электронов необходимо найти электронные состояния в квантовой яме. Для нахождения этих состояний использовалась модель Кейна с учетом деформации.

При нахождении тензора диэлектрической проницаемости квантовой ямы был использован ряд упрощений. Во-первых, пренебрегалось пространственной дисперсией электронного вклада в диэлектрическую проницаемость. Во-вторых, при вычислении части диэлектрической проницаемости, обусловленной внутризонным движением электронов, не учитывались электронные столкновения. В-третьих, не учитывалась нелокальность диэлектрической проницаемости КЯ, обусловленная внутризонным движением электронов. В рассматриваемой системе тензор диэлектрической проницаемости имеет диагональный вид и его компоненты могут быть представлены в виде

$$\kappa_{jj}(\omega) = \kappa_{\infty} + \kappa_{jj}^{latt}(\omega) + \kappa_{jj}^{inter}(\omega) + \kappa_{jj}^{intra}(\omega), \qquad (1)$$

где первое слагаемое – высокочастотная диэлектрическая проницаемость КЯ, второе слагаемое в (1) обусловлено колебаниями решетки, третье – межзонными переходами электронов, четвертое – внутризонным движением электронов. Явный вид этих слагаемых, а также выражение для диэлектрической проницаемости барьеров приведены в работе [4].

Пусть квантовая яма располагается в области пространства $-d/2 < z < d/2$. Пренебрегая эффектами запаздывания, потенциал, создаваемый оптическими колебаниями решетки, распространяющимися вдоль оси x с волновым вектором q и частотой ω, можно представить в виде

$$\varphi(\mathbf{r}, t) = \Phi_q(z, \omega)\exp(iqx - i\omega t). \qquad (2)$$

Функция $\Phi_q(z, \omega)$ находится из уравнения для электрической индукции для среды с анизотропной диэлектрической проницаемостью, зависящей от z:

$$q^2\kappa_{x,x}(z,\omega)\Phi_q(z,\omega)-\frac{\partial}{\partial z}\left(\kappa_{x,x}(z,\omega)\frac{\partial\Phi_q(z,\omega)}{\partial z}\right)=0. \quad (3)$$

В рассматриваемой системе имеется плоскость симметрии при $z = 0$, поэтому функция $\Phi_q(z, \omega)$ может быть либо четной по аргументу z (четные фононы), либо нечетной (нечетные фононы). Во внутриподзонном рассеянии электронов могут принимать участие только четные фононы. Поэтому мы ограничимся рассмотрением только четных фононов. Аналогично случаю КЯ с изотропной диэлектрической проницаемостью фононы в рассматриваемой системе можно разделить на объемоподобные и поверхностные. Для объемоподобных четных фононов функция $\Phi_q(z, \omega)$ имеет вид

$$\Phi_q(z,\omega)=\begin{cases}\dfrac{\cos(\beta(\omega)qz)}{\cos\left(\beta(\omega)q\dfrac{d}{2}\right)}, & |z|<d/2,\\ \exp\left(q\dfrac{d}{2}-q|z|\right), & |z|>\dfrac{d}{2},\end{cases} \quad (4)$$

где $\beta(\omega)=\sqrt{-\kappa_{x,x}(\omega)\kappa_{z,z}^{-1}(\omega)}$. Объемоподобные фононы существуют в интервалах частот, в которых выполняется условие $\kappa_{x,x}(\omega)\kappa_{z,z}(\omega)<0$. Для поверхностных четных фононов $\Phi_q(z,\omega)$ имеет вид

$$\Phi_q(z,\omega)=\begin{cases}\dfrac{ch(\gamma(\omega)qz)}{ch\left(\gamma(\omega)q\dfrac{d}{2}\right)}, & |z|<d/2,\\ \exp\left(q\dfrac{d}{2}-q|z|\right), & |z|>\dfrac{d}{2},\end{cases} \quad (5)$$

где $\gamma(\omega)=\sqrt{\kappa_{x,x}(\omega)\kappa_{z,z}^{-1}(\omega)}$. Поверхностные фононы существуют в интервалах частот, в которых выполняется условие $\kappa_{x,x}(\omega)\kappa_{z,z}(\omega)>0$.

Зависимость волнового вектора оптического фонона от частоты находится из условий сшивки $\Phi_q(z, \omega)$ на границах квантовой ямы. Для четных объемоподобных фононов она имеет вид

$$q(\omega,l)=\frac{2}{d\beta(\omega)}\left[\operatorname{arctg}\left(\frac{\kappa_b(\omega)}{\beta(\omega)\kappa_{z,z}(\omega)}\right)+\pi l\right], \quad (6)$$

где $\kappa_b(\omega)$ – диэлектрическая проницаемость барьера, $l = 0, 1, 2\ldots$. Аналогичную зависимость для четных поверхностных фононов можно представить в виде

$$q(\omega)=\frac{2}{d\gamma(\omega)}\operatorname{arcth}\left(\frac{-\kappa_b(\omega)}{\gamma(\omega)\kappa_{z,z}(\omega)}\right). \quad (7)$$

На рис. 1 приведены рассчитанные спектры четных оптических фононов в 5 нм HgTe КЯ, окруженной $Cd_{0,7}Hg_{0,3}Te$ барьерами, для четырех электронных концентраций n и трех температур. Черные сплошные и штриховые линии соответствуют объемоподобным фононам с $l = 0$ и $l = 1$ соответственно. Синие штрихпунктирные линии соответствуют поверхностным фононам.

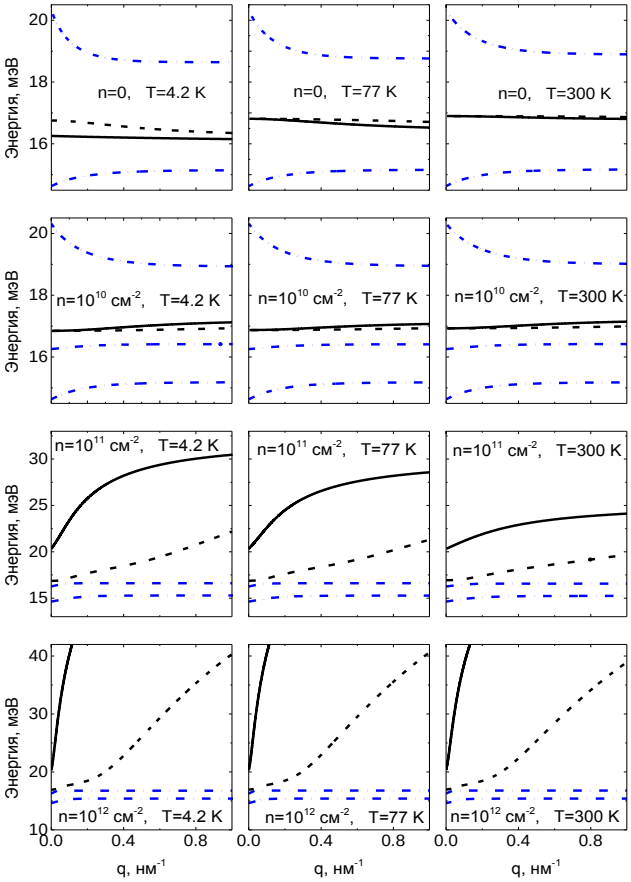


Рис. 1. Спектры четных оптических фононов в 5 нм КЯ

Из рис. 1 видно сильное изменение спектров объемоподобных фононов с ростом концентрации электронов в КЯ. Также видно, что изменение электронной концентрации влияет на число ветвей поверхностных фононов. Например, при концентрации электронов 10^{10} см$^{-2}$ имеется три ветви четных поверхностных оптических фононов, а при остальных рассмотренных концентрациях имеются две ветви.

Финансирование

Работа выполнена при поддержке гранта РНФ № 22-72-10111.

Литература

1. P. Y. Yu, M. Cardona. Fundamentals of Semiconductors // Physics and Material Properties / 4th ed. Springer, 2010.

2. F. Fuchs, K. L. Kliewer // Phys. Rev. 1965. V. 140. P. A2076–A2087.

3. K. Huang, B. Zhu // Phys. Rev. B. 1988. V. 38. P. 13377–13386.

4. V. Ya. Aleshkin, M. S. Zholudev // Physica E. 2024. V. 157. P. 11586.

Перенос электронов через границу полупроводник – вакуум с положительным и отрицательным электронным сродством

В. С. Хорошилов[1,2], Г. Э. Шайблер[1,2], В. Л. Альперович[1,2,*]

[1]Институт физики полупроводников им. А. В. Ржанова СО РАН, пр. Акад. Лаврентьева, 13, Новосибирск, 630090
[2]Новосибирский государственный университет, ул. Пирогова, 2, Новосибирск, 630090
*alper_v@mail.ru

Изучена эволюция энергетических распределений электронов, эмитированных из *p*-GaAs(Cs,O), при переходе от отрицательного к положительному электронному сродству путем нанесения избыточного цезия и при последующей релаксации поверхности. Установлено, что нанесение избыточного цезия приводит к увеличению работы выхода, а также к уменьшению вероятности выхода электронов в вакуум. Снижение вероятности выхода обусловлено, предположительно, рассеянием электронов на двумерных цезиевых кластерах с металлическим спектром возбуждений.

Введение

Исследование переноса электронов через границу полупроводник – вакуум представляет как научный, так и практический интерес. Научный интерес связан с вопросами о механизмах превращения квазичастицы в кристалле в свободный электрон в вакууме, а также рассеяния энергии, импульса и спина электронов на границе. Выяснение этих вопросов важно для развития методов фотоэмиссионной спектроскопии и совершенствования полупроводниковых фотокатодов. Известно, что адсорбция цезия и кислорода на поверхности *p*-GaAs снижает поверхностный потенциальный барьер для выхода электронов в вакуум до состояния с отрицательным эффективным электронным сродством (ОЭС) $\chi^* \sim -0{,}2$ эВ, при котором уровень вакуума лежит ниже дна зоны проводимости в объеме полупроводника. Это обеспечивает высокий квантовый выход фотоэмиссии ОЭС-фотокатодов [1]. Адсорбция избыточных слоев цезия или кислорода приводит к деградации квантового выхода, которая может быть вызвана как увеличением χ^* и обратным переходом от отрицательного к положительному электронному сродству (ПЭС), так и уменьшением вероятности выхода фотоэлектронов в вакуум P.

В работах [2, 3] эволюция электронного сродства χ^* и вероятности выхода электронов P на поверхности *p*-GaAs(Cs, O) при переходе между состояниями с ОЭС и ПЭС изучалась методом спектроскопии квантового выхода фотоэмиссии (СКВФ). Было показано, что сложная эволюция вероятности выхода, наблюдавшаяся при адсорбции цезия и кислорода, обусловлена, прежде всего, сменой механизма эмиссии при переходе от положительного к отрицательному сродству. При этом полученные в эксперименте зависимости $P(\chi^*)$ оказались неоднозначными. В частности, при нанесении цезия на поверхность *p*-GaAs был обнаружен гистерезис зависимости $P(\chi^*)$: значения P в области Cs покрытий $\theta > 0{,}5$ ML (монослоя) оказались меньше, чем при таких же χ^* в области $\theta < 0{,}5$ ML [2]. Было установлено также, что при нанесении избыточного цезия на поверхность *p*-GaAs(Cs, O), предварительно активированную до состояния с ОЭС, зависимость $P(\chi^*)$ лежит ниже, чем в эксперименте при экспонировании в избыточном кислороде [3]. Эти результаты свидетельствуют о цезийиндуцированном снижении вероятности выхода фотоэлектронов в вакуум, механизм которого остается невыясненным.

В данной работе влияние цезия на вероятность выхода электронов из *p*-GaAs(Cs,O) изучалось методом измерения энергетических распределений эмитированных электронов [4]. Для поверхностей в состоянии с ОЭС этот метод, в отличие от СКВФ, дает возможность однозначно разделить вклады электронного сродства и вероятности выхода в эволюцию квантового выхода фотоэмиссии. В работе [4] было установлено, что при экспонировании поверхности *p*-GaAs(Cs, O) с ОЭС в избыточном кислороде деградация квантового выхода происходит только в результате изменения эффективного сродства, а вероятность выхода электронов в вакуум остается практически неизменной. В данной работе показано, что избыточный цезий приводит к уменьшению как модуля эффективного сродства, так и вероятности выхода электронов в вакуум.

Результаты

На рис. 1 показаны распределения фотоэлектронов по продольной компоненте энергии $N_e(\varepsilon_{lon})$, измеренные методом задерживающего потенциала при эмиссии из *p*-GaAs(Cs, O) в состоянии с ОЭС, после нанесения избыточного слоя цезия и в ходе последующей релаксации в адсобционном слое. Энергораспределения измерялись при освещении образца лазером с длиной волны 650 нм.

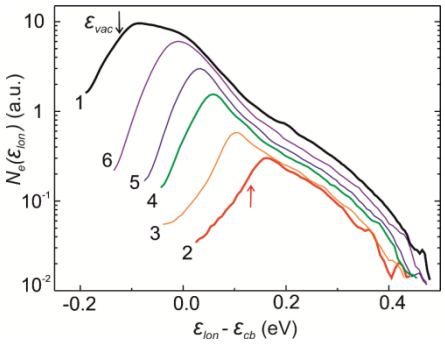


Рис. 1. Распределения по энергии фотоэлектронов, эмитированных из *p*-GaAs(Cs, O) в состоянии с ОЭС (*1*), после нанесения избыточного Cs (*2*) и в ходе последующей релаксации (*3* – 0,5 ч, *4* – 3 ч, *5* – 7 ч, *6* – 20 ч). Стрелки указывают положение уровня вакуума ε_{vac} для кривых *1* и *2*. Энергия отсчитывается от дна зоны проводимости в объеме ε_{cb}

Сужение энергораспределений $N_e(\varepsilon_{lon})$ и сдвиг положения уровня вакуума ε_{vac} позволяют определить изменение работы выхода *p*-GaAs(Cs, O)-катода $\Delta\Phi_C$

(рис. 2, *a*). Анализ особенностей в высокоэнергетичной части распределений, связанных с эмиссией горячих электронов, позволил также определить изменение работы выхода металлического анода $\Delta\Phi_A$. Быстрое изменение обеих работ выхода $\Delta\Phi_C$ и $\Delta\Phi_A$ на начальном этапе релаксации свидетельствует о частичной десорбции цезия с GaAs-катода и переосаждении его на анод. Дальнейшая релаксация сопровождалась изменением работы выхода только *p*-GaAs(Cs, O)-катода, вызванным, по-видимому, структурными перестройками в адсорбционном слое. После ~20 ч релаксации катод и анод дополнительно экспонировались в кислороде, что также привело к изменениям работ выхода $\Delta\Phi_C$ и $\Delta\Phi_A$.

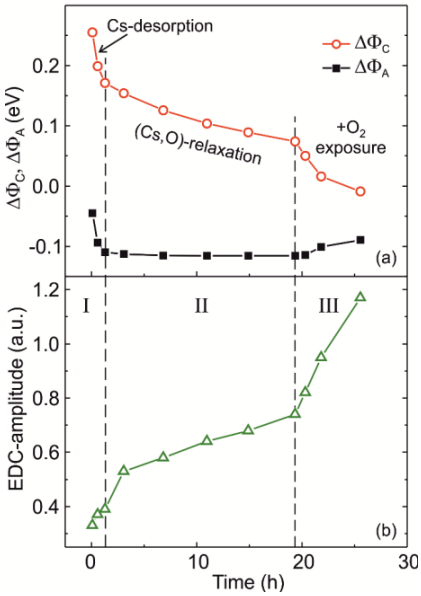


Рис. 2. Изменение работы выхода *p*-GaAs(Cs,O)-катода $\Delta\Phi_C$ и анода $\Delta\Phi_A$ (*a*), а также амплитуды энергораспределений (*b*). Штриховыми линиями разделены области частичной десорбции избыточного цезия (I), релаксации, обусловленной структурной перестройкой адсорбционного слоя катода (II), дополнительной экспозиции в кислороде (III)

Из рис. 1 видно, что эволюция энергораспределений при нанесении избыточного цезия сопровождается не только изменением уровня вакуума, как при нанесении избыточного кислорода [4], но и изменением амплитуды распределений $N_e(\varepsilon_{lon})$, пропорциональной вероятности выхода электронов *P*, в области энергий выше уровня вакуума. На рис. 2, *b* показана эволюция амплитуды энергораспределений $N_e(\varepsilon_{lon})$ в точке $\varepsilon_{lon} - \varepsilon_{cb} = 0{,}2$ эВ, нормированная на соответствующее значение N_e на кривой *1*, измеренной до нанесения избыточного цезия. Видно, что нанесение цезия привело к снижению вероятности выхода электронов *P* на ~60%, а последующая релаксация поверхности и адсорбция кислорода увеличили *P* до значений, близких к исходным.

Вероятной причиной цезийиндуцированных изменений вероятности выхода *P* является отражение и рассеяние эмитируемых электронов на двумерных «металлических» цезиевых кластерах, которые формируются на поверхности *p*-GaAs(Cs, O) [5, 6] при больших цезиевых покрытиях и частично распадаются в ходе релаксации в адсорбционном слое, а также при нанесении кислорода. Полученные результаты согласуются с эволюцией эффективного сродства и вероятности выхода горячих и термализованных электронов в области ПЭС, наблюдавшейся ранее методом спектроскопии квантового выхода фотоэмиссии на поверхности Cs/*p*-GaAs [2], а также в системе *p*-GaAs(Cs,O), при цезийиндуцированном переходе от ОЭС к ПЭС [3].

Выводы

Измерена эволюция энергетических распределений эмитированных электронов в процессе релаксации слоя избыточного Cs, нанесенного на поверхность *p*-GaAs(Cs,O) в состоянии ОЭС. Установлено, что эволюция энергораспределений обусловлена не только увеличением работы выхода, но и снижением вероятности выхода электронов в вакуум. Предположительная причина влияния Cs на вероятность выхода заключается в рассеянии электронов на двумерных Cs-кластерах с металлическим спектром элементарных возбуждений.

Финансирование

Исследование выполнено при поддержке гранта Российского научного фонда № 23-72-30003, https://rscf.ru/project/23-72-30003/.

Литература

1. Р. Л. Белл. Эмиттеры с отрицательным электронным сродством. – М. : Энергия, 1978. 192 с.
2. A. G. Zhuravlev, V. L. Alperovich // Appl. Surf. Sci. 2018. V. 461. P. 10.
3. A. G. Zhuravlev, V. S. Khoroshilov, V. L. Alperovich // Appl. Surf. Sci. 2019. V. 483. P. 895.
4. L. B. Jones, et al. // J. Phys. D: Appl. Phys. 2021. V. 54. P. 205301.
5. V. L. Alperovich, et al. // Appl. Surf. Sci. 2001. V. 175. P. 175.
6. C. Laubschat, et al. // Phys. Rev. Lett. 1989. V. 62. P. 1306.

Особенности стимулированной эмиссии в гетероструктурах InN/GaN/AlN/Al_2O_3, связанные с локализацией носителей

Б. А. Андреев[1,*], К. Е. Кудрявцев[1], В. Ю. Давыдов[2], Л. В. Красильникова[1], Д. Н. Лобанов[1], М. А. Калинников[1], А. В. Новиков[1]

[1]Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, 7, д. Афонино, Кстовский р-н, Нижегородская обл., 603087
[2] Физико-технический институт им. А. Ф. Иоффе, ул. Политехническая, 26, Санкт-Петербург, 194021
*boris@ipmras.ru

В работе исследованы особенности излучательных свойств эпитаксиальных слоев вырожденного *n*-InN в лазерных гетероструктурах InN/GaN/AlN/Al_2O_3, связанные с локализацией неравновесных дырок. Наблюдались спектры низкотемпературной фотолюминесценции (ФЛ) и стимулированной эмиссии *n*-InN при излучательной рекомбинации свободных электронов с локализованными дырками. Обнаружено существенное снижение пороговой плотности мощности для перехода к стимулированной эмиссии в таких структурах при возбуждении с энергией кванта ниже края подвижности.

Введение

Гетероструктуры InGaN/GaN с высоким содержанием индия представляют значительный интерес как основа для эффективных светодиодных и лазерных излучателей ближнего ИК-диапазона [1–3]. Одним из основных процессов, определяющих межзонную рекомбинацию в неупорядоченных полупроводниках и полупроводниковых твердых растворах, является локализация неравновесных носителей, что, в частности, обеспечивает высокую эффективность излучения в InGaN-светодиодах видимого диапазона [4]. Выделяют два фактора, увеличивающие эффективность эмиссии: 1) излучательная рекомбинация носителей, локализованных во флуктуациях потенциала, успешно конкурирует с безызлучательной рекомбинацией через дефекты/дислокации [4]; 2) увеличение перекрытия волновых функций и вклад непрямых переходов вследствие локализации [5]. Было отмечено, что удержание инжектируемых дырок ниже края подвижности и подавление дефектной рекомбинации является необходимым условием для высокотемпературной инфракрасной генерации на вырожденном InGaN [6].

В предшествующих исследованиях была установлена важная роль рекомбинации свободных электронов с локализованными дырками в низкотемпературной ФЛ вырожденных слоев *n*-InN [7–9]; в то же время, влияние локализации носителей на процессы стимулированной эмиссии не изучалось. В настоящей работе исследуются особенности спектров спонтанной и стимулированной эмиссии *n*-InN в лазерных гетероструктурах *n*-InN/GaN/AlN/Al_2O_3, связанные с локализацией неравновесных дырок.

Эксперимент

В работе исследованы гетероструктуры InN/GaN/AlN/Al_2O_3, выращенные методом молекулярно-пучковой эпитаксии с плазменной активацией азота. Слои *n*-InN содержали $(0{,}3–20) \cdot 10^{18}$см$^{-3}$ равновесных носителей, плотность дислокаций по данным рентгено-структурного анализа, составляла $N_D = (1–6) \cdot 10^{10}$см$^{-2}$. Спектры эмиссии регистрировались с торца структуры при импульсном возбуждении полосы шириной 200 мкм со стороны ростовой поверхности. Исследуемые образцы и применяемые спектроскопические методики более подробно описаны в [2].

Результаты и обсуждение

На рис. 1 приведены зависимости спектров эмиссии *n*-InN от плотности мощности импульсного возбуждения для энергии кванта E_{EX}=1630 мэВ (*a*) и 729 мэВ (*b*) при T = 77K. Активный слой *n*-InN толщиной 1,5 мкм содержал $1{,}4 \cdot 10^{18}$ см$^{-3}$ равновесных электронов. При низкой интенсивности возбуждения наблюдается широкая полоса спонтанной межзонной эмиссии. Форма линии ФЛ при непрерывной и импульсной накачке с различной интенсивностью и энергиями кванта хорошо описывается в рамках модели, предполагающей доминирующий вклад непрямых переходов с несохранением импульса. Сравнение спектров ФЛ, на рис. 1, *a* и *b* показывает, что с ростом энергии кванта возбуждения от 729 до 1630 мэВ наблюдается смещение максимума полосы ФЛ в область высоких энергий $\Delta E_{ФЛ}$~20 мэВ и уширение полосы на ~10 мэВ (от 32 до 43 мэВ). При дальнейшем увеличении энергии кванта накачки положение полосы ФЛ не изменяется. Наблюдаемые сдвиг и уширение полосы ФЛ можно объяснить локализацией носителей (неравновесных дырок) в минимумах зонного потенциала (флуктуации потенциала, связанные с включениями, хвостами зон, мелкими акцепторными состояниями) [7]. При возбуждении фотонами с низкиой энергией (в нашем случае E_{EX}=729 мэВ), генерация дырок происходит непосредственно в глубоких локализованных состояниях ниже края подвижности (E_{me}). Квазиуровень Ферми E_{FH}, задающий положение полосы при рекомбинации свободных электронов и локализованных дырок (FE-LH), отслеживает заполнение этих глубоких минимумов, и полоса спонтанной ФЛ лежит в области низких энергий. При возбуждении с энергией выше уровня подвижности (E_{EX} = 1630 мэВ) генерируемые дырки неравновесно заполняют различные по глубине флуктуации потенциала, и с учетом низкой температуры образца эта неравновесность сохраняется. В этом случае квазиуровень Ферми неравновесных дырок поднимается к потолку валентной зоны, полоса ФЛ смещается к высоким энергиям и уширяется. Подобное качественное изменение в спектрах ФЛ указывает на соотношение $729 < E_{ME} < 1630$ мэВ для исследуе-

мой структуры, и величину энергии кванта E_{EX} = = 729 мэВ можно использовать в качестве оценки для края подвижности E_{ME}. Сдвиг пика ФЛ $\Delta E_{ФЛ}$ ~ 20 мэВ дает грубую оценку для энергии локализации E_{loc} ~ 20 мэВ, хорошо согласующуюся с результатами предшествующих работ, например [8], в которой определены E_{ME} = 745 мэВ и E_{loc} = 24 мэВ для структуры InN/GaN с $n = 4{,}4 \cdot 10^{18}$ см$^{-3}$.

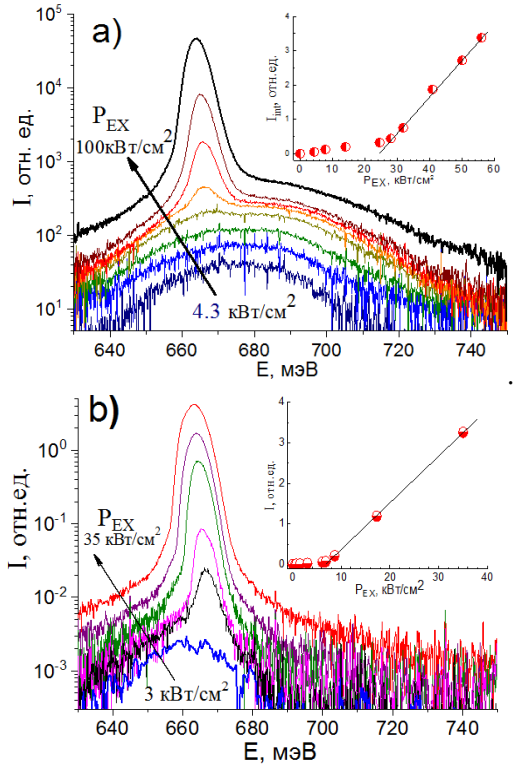


Рис. 1. Спектры эмиссии структуры InN при T = 77 К в зависимости от плотности мощности при импульсном возбуждении с энергией кванта 1630 мэВ (*a*) и 720 мэВ (*b*). Интервалы изменений интенсивности возбуждения указаны стрелками. На вставках приведены зависимости интегральной интенсивности эмиссии от плотности мощности накачки

При усилении накачки на фоне полосы ФЛ пороговым образом возникает узкая линия стимулированного излучения с энергией кванта $E_{СИ}$ = 666 мэВ. Положение линии стимулированной эмиссии на низкоэнергетическом крыле полосы ФЛ (по крайней мере, до T = 78 К) не зависит от энергии кванта накачки, что указывает на излучательную рекомбинацию дырок из локализованных состояний ниже края подвижности. Приведенные на рис. 1 зависимости интегральной интенсивности эмиссии от плотности мощности накачки позволяют оценить порог перехода к стимулированному излучению. Для E_{EX} = 729 мэВ эта величина составляет P_{th} = 6 кВт/см^2, резко увеличиваясь до P_{th} = 24 кВт/см^2 с ростом энергии кванта накачки до E_{EX} = 1630 мэВ. Отметим также, что и характерная глубина поглощения излучения накачки в слое InN (d_{abs} = 1/α, где α – коэффициент поглощения) существенно различается для рассматриваемых случаев: d_{abs} ~ 500 нм для E_{EX} = 729 мэВ и d_{abs} ~ 100 нм для E_{EX} = 1630 мэВ. С учетом этого, эффективные темпы генерации электронно-дырочных пар, соответствующие порогу возникновения СИ, различаются здесь более чем на порядок величины: $G_{th}^{(729\ мэВ)} \sim 5\times10^{26}$ см$^{-3}$с$^{-1}$ и $G_{th}^{(1630\ мэВ)} \sim 10^{28}$ см$^{-3}$с$^{-1}$. Значительную роль в подобном снижении порога стимулированной эмиссии в вырожденном *n*-InN, возникающем при генерации дырок непосредственно в локализованных состояниях, ниже уровня подвижности, может играть частичное подавление безызлучательных процессов. Действительно, в этом случае уменьшается вероятность захвата дырок центрами рекомбинации, роль которых в эпитаксиальных слоях InN, выращиваемых на рассогласованных подложках, играют дислокации. Безусловно, для проверки корректности предлагаемой интерпретации необходимы более детальные исследования процессов оже-рекомбинации свободных и локализованных носителей, а также поверхностной рекомбинации.

Выводы

Исследованы спектры спонтанной и стимулированной эмиссии гетероструктур InN/GaN/AlN/Al_2O_3 в зависимости от энергии кванта накачки. Наблюдался синий сдвиг спектра спонтанной ФЛ при генерации дырок выше уровня подвижности. Обнаружено значительное снижение порога стимулированной эмиссии при возбуждении с энергией кванта ниже уровня подвижности, что связывается с рекомбинацией локализованных дырок и свободных электронов.

Финансирование

Работа выполнена при поддержке гранта РНФ №24-22-00320.

Литература

1. P. Bhattacharya, A. Hazari, and S. Jahangir // Proc. SPIE 2018. V. 10553. P. 1055302.
2. B. A. Andreev, K. E. Kudryavtsev, A. N. Yablonskiy, et al. // Sci. Rep. 2018. V. 8. P. 9454.
3. D. N. Lobanov, K. E. Kudryavtsev, M. I. Kalinnikov, et al. // Appl. Phys. Lett. 2021. V. 118. P. 151902.
4. S. Nakamura // Science. 1998. V. 281. P. 956.
5. M. Strassburg, A. Hoffmann, J. Holst, et al. // Phys. Stat. Sol.(c). 2003. V. 0(6). P. 1835.
6. K. E. Kudryavtsev, B. A. Andreev, D. N.Lobanov, et al. // J. Appl. Phys. 2023. V. 134. P. 215701.
7. S. P. Fu, Y. F. Chen, K. Tan // Solid State Comm. 2006. V. 137. P. 203.
8. Mohanta, D.-J. Jang, M.-S. Wang, L.W. Tu // Appl. Phys. Lett. 2014. V. 115. P. 044906
9. G. W. Shu, P. F. Wu, M. H. Lo, et al. // Appl. Phys. Lett. 2006. V. 89. P. 131913.

Эффект Парселла для двумерных плазмонов в системе с задним затвором

И. В. Андреев*, В. М. Муравьев, И. В. Кукушкин

Институт физики твердого тела им. Ю. А. Осипьяна РАН, ул. Акад. Осипьяна, 2, Черноголовка, Московская обл., 142432
*andreev@issp.ac.ru

В работе исследованы механизмы релаксации циклотронного магнитоплазменного резонанса в ДЭС с различным диэлектрическим окружением. Установлено, что излучательная ширина линии плазменного резонанса в дисках ДЭС существенно нелинейным образом зависит от частоты, демонстрируя ряд максимумов. Максимумы скорости излучательного распада плазмона соответствую частотам фотонных резонансов Фабри-Перо в подложке с задним затвором. Таким образом, мы наблюдаем эффект Парселла для циклотронного магнитоплазменного резонанса.

Введение

В последнее столетие развитие методов инженерии электромагнитного поля привело к большому числу интересных научных и технологических результатов в области квантовой оптики и фотоники. Одним из ярких примеров такой инженерии является эффект Парселла [1], при котором скоростью спонтанного излучательного распада состояния системы можно управлять путем взаимодействия с окружением (например, при помещении в резонатор). В настоящее время этот эффект нашел множество важных применений, таких как лазеры на наноструктурах, источники одиночных фотонов и другие элементы интегральной квантовой оптики и фотоники.

Чаще всего эффект Парселла исследуется в видимой и близких к ним областях электромагнитного спектра. Вместе с тем, все большую актуальность приобретают задачи фотоники в терагерцовом и субтерагерцовом диапазонах частот. Это связано с необходимостью создания систем высокоскоростной беспроводной передачи данных, радиолокации, досмотровых систем безопасности в данном частотном диапазоне и других задач. Одним из наиболее перспективным подходом в задачах субтерагерцовой фотоники является использование достижений двумерной плазмоники для создания активных оптических элементов и детекторов. Поэтому представляет значительный интерес реализация и исследование эффекта Парселла для двумерных плазмонов.

В данной работе исследована излучательная ширина линии плазменного резонанса в дискообразной двумерной электронной системе (ДЭС) на основе квантовой ямы. Квантовая яма была выращена на диэлектрической подложке, с обратной стороны которой был напылен хорошо проводящий металлический затвор. Подложка с задним затвором действует как открытый резонатор, модифицирующий амплитуду электромагнитного поля и плотность фотонных состояний в плоскости ДЭС. В работе использовались образцы с различной толщиной подложки, что позволяло управлять собственными частотами резонансов Фабри – Перо в системе.

Методика

В экспериментах использовались полупроводниковые гетероструктуры с квантовой ямой GaAs/AlGaAs. ДЭС в квантовой яме имела электронную плотность $n_s = 7{,}5 \cdot 10^{11}$ см$^{-2}$ до $6 \cdot 10^6$ см^2/(В · с) при температуре 4,2 К. Измерения проводились на образцах с мезой в виде диска диаметром d = 0,8 мм, изготовленной на верхней поверхности гетероструктуры. Исходная толщина подложки GaAs составляла h = 0,7 мм и могла быть уменьшена в процессе изготовления образцов механическим утоньшением. На противоположную сторону подложки напылялся проводящий задний затвор Cr/Au толщиной 0,3 мкм. Для возбуждения микроволновых резонансов в ДЭС использовалось две методики. В первом способе образец размещался в поперечном сечении прямоугольного волновода, питаемого микроволновым генератором. Этот способ использовался при частотах выше 20 ГГц. Второй способ заключался в размещении образца в стандартном 50 Ом SMA-терминаторе на конце коаксиального кабеля [2]. Такая методика позволяла измерять микроволновое поглощение в ДЭС в диапазоне до 26,5 ГГц. Для детектирования микроволнового поглощения в образце мы использовали оптическую методику, основанную на высокой чувствительности спектров фотолюминесценции GaAs к даже незначительному нагреву двумерной электронной системы. Подробное описание методики представлено в [3]. Эксперименты проводились в гелиевом криостате со сверхпроводящим соленоидом при температуре T = 4,2 К в магнитном поле до 0,5 Тл, направленном перпендикулярно поверхности образца.

Результаты

Нами исследовался циклотронный магнитоплазменный резонанс в образцах дисков ДЭС с различной толщиной подложки и задним затвором. Измерения микроволнового поглощения в образце могли проводиться с разворотом частоты и прямым определением ширины резонанса путем аппроксимации экспериментальной кривой лоренцианом. В более высоких частотах, когда такой подход невозможен из-за изрезанности АЧХ тракта, измерения проводились с разворотом магнитного поля и определением ширины линии по частоте через наклон магнитодисперсии $\Delta\omega = {}^{\partial\omega}/_{\partial B}\,\Delta B$, где ΔB – ширина линии по магнитному полю.

На основании этих данных были построены зависимости ширины линии циклотронного магнитоплазменного резонанса в ДЭС от частоты резонанса. Установлено, что в начальной области (малые частоты) излучательный вклад в ширину линии имеет квадратичный характер по частоте резонанса:

$$\Gamma \sim \frac{n_s e^2}{2\varepsilon_0 m^* c} \times \frac{d^2 \omega^2}{c^2},$$

где $m^* = 0{,}067\, m_0$ – эффективная масса электрона в GaAs. При дальнейшем росте частоты резонанса наблюдаются максимумы излучательного уширения линии резонанса на частотах

$$\omega_N = \left(N + \frac{1}{2}\right) \frac{\pi c}{\sqrt{\varepsilon} h},$$

где $\varepsilon = 12{,}8$ – диэлектрическая проницаемость GaAs-подложки. Как нетрудно видеть, эти частоты соответствуют резонансам Фабри – Перо в диэлектрической подложке с идеально отражающим слоем на одной из сторон. Роль такого слоя играет задний затвор. Эксперименты на образцах с различной толщиной подложки подтверждают, что положения максимумов излучательной ширины линии правильным образом перестраиваются с толщиной подложки.

Также был проведен референсный эксперимент, в котором исследовался образец, у которого вместо заднего затвора был наклеен хорошо поглощающий в микроволновом диапазоне слой ферроэпоксидного материала. Для данного образца особенности излучательной ширины линии вблизи резонансов Фабри – Перо в подложке не наблюдаются, или, во всяком случае, являются существенно менее выраженными.

Таким образом, была обнаружена периодическая модуляция скорости излучательного распада циклотронного магнитоплазменного резонанса. Обнаруженное явление определяется отношением частоты магнитоплазменного резонанса и резонансов Фабри – Перо в подложке.

Выводы

Установлено, что излучательная ширина линии плазменного резонанса в дисках ДЭС существенно нелинейным образом зависит от частоты, демонстрируя ряд максимумов. Максимумы скорости излучательного распада плазмона соответствую частотам фотонных резонансов Фабри – Перо в подложке с задним затвором. Резонатор в виде диэлектрической подложки с задним затвором модулирует плотность фотонных состояний в плоскости ДЭС, приводя к резонансному усилению излучательного распада в случае, когда частота плазменного резонанса в ДЭС приближается к собственным частотам резонатора. Таким образом, мы наблюдаем эффект Парселла для циклотронного магнитоплазменного резонанса. Этот результат может представлять интерес для создания новых устройств терагерцовой и субтерагерцовой фотоники.

Финансирование

Работа выполнена при поддержке гранта РНФ № 19-72-30003.

Литература

1. E. M. Purcell // Phys. Rev. **69**. 681 (1946).
2. A. M. Zarezin, D. Mylnikov, A. S. Petrov, D. Svintsov, P. A. Gusikhin, I. V. Kukushkin, and V. M. Muravev // Phys. Rev. B. **107**. 075414 (2023).
3. V. M. Muravev, I. V. Andreev, S. I. Gubarev, V. N. Belyanin, and I. V. Kukushkin // Phys. Rev. B. **93**. 07 041110(R) (2016).

Плазмон-фотонное взаимодействие в экранированных двумерных электронных системах: эффекты запаздывания и управление силой взаимодействия

И. В. Андреев[1,*], Н. Д. Семенов[1], П. А. Гусихин[1], А. А. Заболотных[2], В. М. Муравьев[1], И. В. Кукушкин[1]

[1]Институт физики твердого тела им. Ю. А. Осипьяна РАН, ул. Акад. Осипьяна, 2, Черноголовка, Московская обл., 142432
[2]Институт радиотехники и электроники им. В. А. Котельникова РАН, ул. Моховая, 11-7, Москва 125009
*andreev@issp.ac.ru

В работе исследовано влияние плазмон-фотонного взаимодействия на дисперсию и магнитодисперсию фундаментальной (продольной) моды в дисках и поперечной плазмон-поляритонной моды в ДЭС большого по сравнению с толщиной подложки латерального размера. Установлены законы перенормировки циклотронной и плазменной частоты за счет эффектов запаздывания в экранированных ДЭС. Показано, что силой плазмон-фотонного взаимодействия можно управлять, изменяя концентрацию двумерных электронов либо толщину подложки.

Введение

Необходимость разработки новых технологий высокоскоростной беспроводной передачи данных, решения задач радиолокации и радиовидения и другие приложения делают терагерцовую фотонику актуальной и активно развивающейся областью науки. Одним из перспективных подходов для разработки новых компонентов устройств и технологий терагерцовой фотоники является использование достижений двумерной плазмоники – естественного связующего звена между фотоникой и электроникой. Например, плазмоны можно возбуждать электромагнитным излучением и преобразовывать их переменный потенциал в сигналы постоянного тока, и наоборот, управляя плазменными свойствами двумерных систем, можно контролируемо вращать фазу прошедшего излучения. Поэтому для практических задач имеют большое значение системы с сильным плазмон-фотонным взаимодействием, величиной которого важно иметь возможность управлять. Поскольку плазмон-фотонное взаимодействие становится сильным, когда скорость плазмонов в двумерной системе стремится к скорости света, количественно силу взаимодействия характеризуют безразмерным параметром запаздывания, равным отношению скорости плазмона к скорости света в подложке.

С другой стороны, потребность быстро и удобно перестраивать параметры двумерных электронных систем (ДЭС) требует наличия экранирующего проводящего затвора вблизи ДЭС. Как правило, экранирование затвором сильно подавляет плазмон-фотонное взаимодействие, поэтому до сих пор не были реализованы экранированные системы, где эффекты запаздывания проявлялись бы достаточно сильно.

Данная работа суммирует недавние экспериментальные результаты авторов по исследованию эффектов запаздывания в экранированных ДЭС [1–4]. Путем тщательного подбора параметров системы (электронной концентрации, латеральных размеров, толщины подложки) удалось реализовать режим, в котором эффекты запаздывания в экранированных ДЭС проявляются сильно. Исследована перенормировка плазменной и циклотронной частоты для продольных и поперечных плазменных мод в экранированных ДЭС в результате эффектов запаздывания. Установлено, что для всех исследованных типов мод в экранированных системах параметр запаздывания одинаковым универсальным образом выражается через параметры системы. Показано, что силу плазмон-фотонного взаимодействия можно контролировать путем изменения концентрации двумерных электронов или толщины подложки. Полученные результаты имеют важное значение для разработки элементов терагерцовой фотоники на основе плазмонных принципов.

Методика

Эксперименты проводились на образцах, изготовленных из полупроводниковых гетероструктур с квантовой ямой GaAs/AlGaAs с электронной концентрацией $n_s = 7{,}5 \cdot 10^{11}$ см$^{-2}$ и подвижностью до $1 \cdot 10^6$ см^2/(В · с) при температуре 4,2 К. Исследовались два семейства образцов с различной геометрией: дискообразные ДЭС диаметром D = 3–10 мм и квадраты ДЭС большого латерального размера (7×7 мм). Толщина GaAs подложки варьировалась на этапе изготовления образцов при помощи механического стачивания и составляла h = 140–640 мкм. На заднюю сторону подложки напылялся хорошо проводящий металлический затвор.

Для возбуждения плазменных резонансов в ДЭС к образцам по волноводному либо коаксиальному тракту подводилось микроволновое излучение с частотой в диапазоне 1–100 ГГц. Детектирование резонансного микроволнового поглощения осуществлялось при помощи оптической методики, основанной на высокой чувствительности спектров фотолюминесценции GaAs к даже незначительному нагреву двумерной электронной системы. Эксперименты проводились в гелиевом криостате со сверхпроводящим соленоидом при температуре T = 4,2 К в магнитном поле до 0,5 Тл, направленном перпендикулярно поверхности образца.

Результаты

В работе изучаются различные типы магнитоплазменных мод. Первым типом исследованных магнитоплазменных возбуждений была фундаментальная плазменная мода в экранированных дисках ДЭС, в

магнитном поле расщепляющаяся на краевую и объемную ветви. Данная мода является примером обычных продольных плазменных возбуждений. В квазистатическом пределе экранированные плазмоны в ДЭС обладают линейной дисперсией [5], характеризующейся скоростью

$$V_p = \sqrt{n_s e^2 h/\varepsilon\varepsilon_0 m^*},$$

где $\varepsilon = 12{,}8$ – диэлектрическая проницаемость GaAs подложки, $m^* = 0{,}067\, m_0$ – эффективная масса электрона. Параметр запаздывания для данного типа мод равен

$$A = \frac{V_p\sqrt{\varepsilon}}{c} = \sqrt{n_s e^2 h/\varepsilon_0 m^* c^2}.$$

Таким образом, усиления эффектов запаздывания можно достичь путем увеличения толщины подложки и электронной плотности. При этом необходимо одновременно увеличивать диаметр диска *D*, чтобы соблюдалось условие сильной экранировки $qh \sim {}^{h}/_{D} \ll 1$.

В экспериментах для экранированных мод в дисках было установлено, что релятивистские эффекты запаздывания перенормируют как плазменную частоту, так и полевое поведение магнитодисперсии. Обе эти перенормировки феноменологически можно описать одной перенормировкой эффективной массы носителей заряда:

$$m' = m^*(1 + A^2) = m^*\left(1 + \frac{n_s e^2 h}{\varepsilon_0 m^* c^2}\right).$$

Этот результат согласуется с существующими теоретическими предсказаниями [6–8].

Другой тип мод – недавно открытые поперечные плазменные моды в ДЭС. В таких модах коллективное движение электронов происходит в плоскости, перпендикулярной волновому вектору возбуждающей их электромагнитной волны, а сами они испытывают сильную гибридизацию с резонансами Фабри – Перо в подложке. Для нижайшей поперечной плазмон-поляритонной моды в образце с задним затвором нам удалось установить, что ее частота следует магнитодисперсии перенормированного из-за эффектов запаздывания циклотронного резонанса:

$$\omega = \frac{\omega_c}{1 + A^2} = \frac{\omega_c}{1 + \frac{n_s e^2 h}{\varepsilon_0 m^* c^2}}.$$

Этот результат соответствует недавно построенной теории [8].

Обратим внимание, что и для продольных, и для поперечных плазменных мод перенормировка циклотронной частоты (или эффективной массы электрона) имеет один и тот же универсальный вид. Общий характер перенормировки легко получить при помощи феноменологического LC-подхода, в котором плазменный резонанс описывается при помощи кинетической индуктивности ДЭС $L_K = {}^{m^*}/_{n_s e^2}$ и характерной емкости, а эффекты плазмон-фотонного взаимодействия вводятся через электромагнитную индуктивность системы. В таком подходе для бесконечной экранированной ДЭС $L_M = \mu_0 h$ и параметр запаздывания имеет универсальный вид:

$$A = \sqrt{\frac{L_M}{L_K}} = \sqrt{\frac{n_s e^2 h}{\varepsilon_0 m^* c^2}},$$

что точно описывает полученные выше экспериментальные результаты.

Из вида полученных законов для перенормировки циклотронной и плазменной частоты следует, что силой плазмон-фотонного взаимодействия можно управлять, изменяя концентрацию двумерных электронов либо толщину подложки. Этот результат имеет значение для создания плазмонных устройств терагерцовой фотоники.

Выводы

В работе путем тщательного подбора параметров системы удалось реализовать режим, в котором эффекты запаздывания в экранированных ДЭС проявляются сильно. Нами было экспериментально, количественно исследовано влияние плазмон-фотонного взаимодействия на дисперсию и магнитодисперсию плазменных мод различных типов, а именно фундаментальной (продольной) моды в дисках и поперечной плазмон-поляритонной моды в ДЭС большого по сравнению с толщиной подложки латерального размера. Установлены законы перенормировки циклотронной и плазменной частоты за счет эффектов запаздывания в экранированных ДЭС. Показано, что силой плазмон-фотонного взаимодействия можно управлять, изменяя концентрацию двумерных электронов либо толщину подложки. Также установлено, что для всех исследованных типов мод в экранированных системах параметр запаздывания одинаковым универсальным образом выражается через параметры системы.

Финансирование

Работа выполнена при поддержке гранта РНФ № 19-72-30003.

Литература

1. I. V. Andreev, V. M. Muravev, N. D. Semenov, and I. V. Kukushkin // Phys. Rev. B. **103**, 115420 (2021).

2. Н. Д. Семенов, В. М. Муравьев, И. В. Андреев, И. В. Кукушкин // Письма в ЖЭТФ. **114**. 669 (2021).

3. I. V. Andreev, V. M. Muravev, N. D. Semenov, A. A. Zabolotnykh, and I. V. Kukushkin // Phys. Rev. B. **104**, 195436 (2021).

4. V. M. Muravev, I. V. Andreev, N. D. Semenov, P. A. Gusikhin, and I. V. Kukushkin // to be published.

5. А. В. Чаплик // ЖЭТФ. 62. 746 (1972).

6. Yu. A. Kosevich, A. M. Kosevich, J. C. Granada // Phys. Lett. A. 127, 52 (1988).

7. А. В. Чаплик // Письма в ЖЭТФ. 101. 602 (2015).

8. A. A. Zabolotnykh, and V. A. Volkov // Phys. Rev. B. 103, 125301 (2021).

Ферромагнитный фазовый переход в системах с псевдоспиновой степенью свободы

С. А. Андреева[1,2,*], А. В. Щепетильников[1,2], А. Р. Хисамеева[2], Г. А. Николаев[2], И. В. Кукушкин[2]

[1]НИУ «Высшая школа экономики», ул. Мясницкая, 11, Москва, 101000
[2]Институт физики твердого тела им. Ю. А. Осипьяна РАН, ул. Акад. Осипьяна, 2, Черноголовка, Московская обл., 142432
*lopatina@issp.ac.ru

В работе было проведено исследование эволюции псведоспиновой степени свободы в квантовой яме AlAs в режиме квантового эффекта Холла при приложении механического напряжения. В результате были обнаружены ферромагнитные фазовые переходы вблизи факторов заполнения $\nu = 2$ и $\nu = 3$, сопровождающиеся макроскопическим изменением псевдоспиновой поляризации. Детектирование относительной псевдоспиновой заселенности основано на методике ЭПР-спектроскопии.

Введение

Развитие физики двумерных электронных систем (ДЭС) активно продолжается во многом благодаря исследованиям материальных систем с сильным электрон-электронным взаимодействием. Так, в условиях существенных многочастичных корреляций могут наблюдаться сложные коллективные состояния и эффекты, описание которых принципиально невозможно в одночастичном приближении, такие как вигнеровская кристаллизация, стонеровская неустойчивость и ферромагнитный фазовый переход вблизи изначально парамагнитных четных факторов заполнения.

Гетероструктуры с квантовыми ямами AlAs представляют интерес в области исследования сильнокоррелированных ДЭС по двум причинам. Во-первых, эффективная масса носителей заряда в AlAs является большой, так что вклад электрон-электронного взаимодействия доминирует над вкладом от кинетической энергии, что позволяет наблюдать многочастичные эффекты и соответствующие коллективные возбуждения. Второй причиной стала долинная структура AlAs: электроны в этом материале могут занимать три эквивалентные долины, что приводит к появлению дополнительной степени свободы электрона, по аналогии называемой псевдоспином. В широких AlAs квантовых ямах наличие встроенного механического напряжения приводит к тому, что нижайшими по энергии оказываются две долины, лежащие в плоскости структуры. Вследствие этого электроны могут занимать две эквивалентные плоскостные долины.

Методика эксперимента

Образец представлял собой гетероструктуру с квантовой ямой AlAs шириной 15 нм, выращенной посредством молекулярно-лучевой эпитаксии в направлении [001]. Концентрация носителей заряда составляла $n_s = 5{,}1 \cdot 10^{-11}$ см$^{-2}$. На поверхности образца была сформирована меза в форме Г-образного мостика Холла, плечи которого были ориентированы вдоль направлений [100] и [010]. Для подведения механической деформации образец наклеивался на пьезоактуатор, с обратной стороны которого был прикреплен тензометрический датчик. Образец был ориентирован так, что плечи холловского мостика были сонаправлены с рабочим направлением пьезоактуатора и ему перпендикулярным соответственно (см. вставку к рис. 1). Величина деформации при измерениях достигала $\varepsilon \sim 10^{-5}$. Эксперименты проводились при температуре 0,5 К в постоянном магнитном поле вплоть до 14,5 Тл. Отметим, что при охлаждении от комнатной температуры из-за разницы коэффициентов теплового расширения в образце возникает ненулевое механическое напряжение, которое можно компенсировать приложением напряжения к пьезоактуатору. Таким образом, точка нулевого механического напряжения на образце будет достигаться при ненулевом напряжении на пьезоактуаторе.

Детектирование ферромагнитного фазового перехода основано на измерениях транспортных свойств образца при развороте напряжения на пьезоактуаторе от –300 до +300 В в фиксированном магнитном поле. При этом в сопротивлении образца появлялись характерные особенности. Для изучения природы наблюдаемых переходов транспортных измерений недостаточно. Для установления связи ферромагнитного фазового перехода с макроскопическим изменением псевдоспиновой поляризации мы воспользовались спектроскопией электронного парамагнитного резонанса (ЭПР). Методика детектирования ЭПР основана на высокой чувствительности ДЭС к разогреву при поглощении микроволнового излучения.

Благодаря анизотропии тензора g-фактора каждой из долин при определенном направлении магнитного поля было возможно пронаблюдать резонансы в плоскостных долинах независимо друг от друга [1]. Анализ относительной амплитуды спиновых резонансов позволил получить информацию об относительной заселенности долин, т. е. псевдоспиновой поляризации.

Результаты и обсуждение

В ходе эксперимента была исследована эволюция продольного сопротивления двумерного канала в наклонном магнитном поле при напряжениях на пьезоактуаторе от –300 до +300 В с шагом 25 В. При развороте напряжения на пьезоактуаторе в фиксированном магнитном поле, соответствующем факторам заполнения $\nu = 2$ и $\nu = 3$, были обнаружены особенности в сопротивлении. Типичный вид зависимости продольного сопротивления от напряжения на пьезоактуаторе для фактора заполнения $\nu = 3$ представлен на рис. 1.

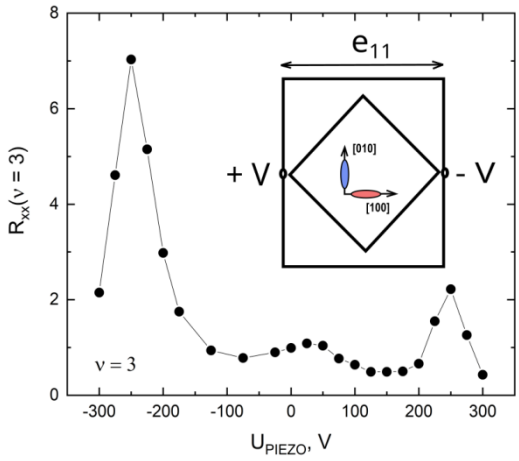


Рис. 1. Зависимость величины продольного сопротивления образца вблизи фактора заполнения 3 от напряжения, прикладываемого на пьезоактуатор. Ориентация образца и плоскостных долин относительно рабочего направления пьезоактуатора показана на вставке

Пики в сопротивлении соответствуют положению ферромагнитных фазовых переходов. Для каждого значения напряжения на пьезоактуаторе были исследованы электронные спиновые резонансы вблизи факторов заполнения 2 и 3. Анализ относительной амплитуды резонансов от каждой из долин позволил заключить, что наблюдаемые фазовые переходы имеют псевдоспиновую природу.

Заключение

Было проведено экспериментальное исследование псевдоспиновых свойств гетероструктуры на основе квантовой ямы AlAs в режиме квантового эффекта Холла. Снятие долинного вырождения было реализовано с помощью приложения механического напряжения к образцу. Были обнаружены и изучены псевдоспиновые ферромагнитные фазовые переходы, сопровождающиеся изменением относительной долинной заселенности. Эволюция последней была количественно проанализирована при помощи ЭПР-спектроскопии.

Финансирование

Работа была выполнена при поддержке Российского научного фонда (грант № 20-72-10097).

Литература

1. A. V. Shchepetilnikov, Yu. A. Nefyodov, I. V. Kukushkin, L. Tiemann, C. Reichl, W. Dietsche, and W. Wegscheider. Electron g-factor anisotropy in an AlAs quantum well probed by ESR // Phys. Rev. B. **92**. 161301 (2015).

Невплавные омические контакты с пониженным сопротивлением к эпитаксиальным слоям алмаза *p*- и *n*-типа

Е. А. Архипова[1,*], М. Н. Дроздов[1], С. А.Краев[1], О. И. Хрыкин[1], А. И. Охапкин[1], М. А. Лобаев[2], А. Л. Вихарев[2], С. А. Богданов[2], В. А. Исаев[2]

[1]Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, 7, д. Афонино, Кстовский р-н, Нижегородская обл., 603087
[2]Институт прикладной физики РАН, ул. Ульянова, 46, Нижний Новгород, 603950

В работе исследована возможность снижения удельного сопротивления омического контакта к эпитаксиальным слоям алмаза *p*- и *n*-типа путем использования сильнолегированных бором и фосфором слоев и вариации разных материалов для металлизации. Исследовано два типа омических контактов – Ti/Mo/Au и Ti/Pt/Au. Использование платины в качестве диффузионного барьера в трехслойной системе позволило снизить удельное контактное сопротивление к алмазу *p*-типа на порядок по сравнению с молибденом. Достигнуто удельное сопротивление омических контактов к алмазу *n*-типа 0,054 Ом · см^2. ВАХ полученных контактов имеет линейный характер.

Введение

Алмаз давно привлекает к себе внимание как материал для мощных полупроводниковых устройств, работающих при повышенных температурах. Это обусловлено широкой запрещенной зоной (5,4 эВ), высокой теплопроводностью (22 Вт · см$^{-1}$·К$^{-1}$ при комнатной температуре) и очень высоким полем пробоя (10^6 В·см$^{-1}$) [1]. Формирование омических контактов к алмазу *p*- и *n*-типа, сохраняющих стабильность при высоких рабочих температурах, является важной задачей для развития алмазной электроники, и снижение контактного сопротивления до сих пор является актуальным вопросом. Известным подходом для снижения контактного сопротивления является использование сильнолегированных алмазных слоев в подконтактной области. Однако известна проблема легирования алмаза в области высоких концентраций, и связана она с высокой энергией активации примесей. Например, бор в алмазе создает проводимость *p*-типа, имеет энергию активации около 0,37 эВ, фосфор создает проводимость *n*-типа и имеет энергию активации 0,57 эВ. Следует заметить, что в отличие от легирования CVD-алмаза бором синтез полупроводникового CVD-алмаза *n*-типа остается еще мало изученным процессом. Данная работа посвящена поиску вариантов снижения контактного сопротивления: получению областей сильнолегированного фосфором и бором алмаза, использованию двух видов металлов в качестве омического контакта Ti/Mo/Au и Ti/Pt/Au.

Методика эксперимента

Эпитаксиальные слои алмаза, легированные фосфором и бором, выращивались методом осаждения из газовой фазы – CVD-методом на подложках HPHT (high pressure high temperature) алмаза с ориентацией (111) в новом типе CVD-реактора [2]. Основными особенностями реактора являются: использование ламинарного безвихревого потока газа и системы быстрой смены состава газовой смеси. Профили распределения атомов бора в исследуемой структуре S61 и атомов фосфора в структуре P13 получены методом вторично-ионной масс-спектрометрии (ВИМС) на установке TOF.SIMS-5 (рис. 1).

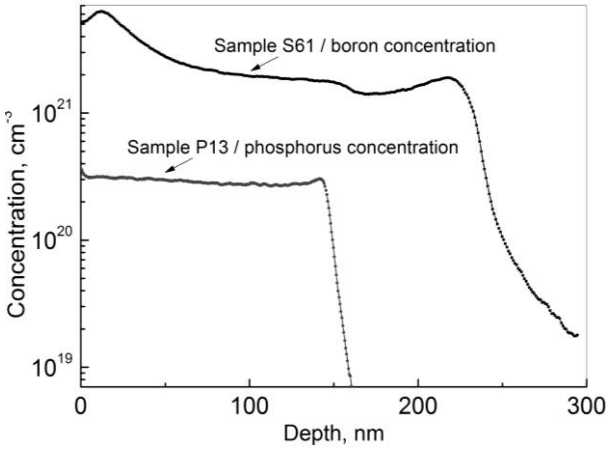


Рис. 1. Распределение атомов фосфора в структуре P13 и атомов бора в структуре S61 (ВИМС)

Был найден режим эпитаксиального роста алмаза, легированного фосфором, с концентрацией атомов фосфора до $3\cdot10^{20}$ см$^{-3}$ (P13).

К слоям алмаза формировались трехслойные омические контакты двух типов — Ti/Mo/Au и Ti/Pt/Au с толщинами слоев 20/30/100 нм. На рис. 2 показан вид структуры алмаза, легированного фосфором, с нанесенными металлическими контактами на тестовых ячейках, на которых проводились электрофизические измерения. Металлизация Ti/Pt/Au – на левой половине поверхности алмаза, Ti/Mo/Au – на правой. Измерения проводились в разных точках поверхности алмаза. Металлизация к легированному бором алмазу проводилась иначе. Контакт Ti/Mo/Au наносился на все тестовые ячейки поверхности алмаза, затем металлы полностью удалялись плазмохимическими методами и наносился новый контакт Ti/Pt/Au, также на все ячейки поверхности алмаза. Это позволило провести измерения с разным типом металлов в одном месте алмаза, что исключало влияние неоднородности алмаза на результаты измерений. Напыление отдельных металлических слоев проводилось методом электронно-лучевого испарения на установке AMOD.

Вольт-амперные характеристики (ВАХ) снимались с помощью системы Keithley SCS 4200; значения удельных и контактных сопротивлений определялось методом длинной линии (TLM).

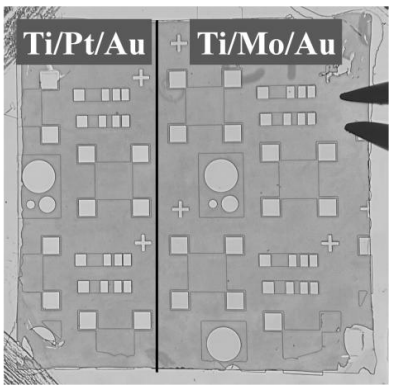


Рис. 2. Фотография структуры P13.
Размер алмаза 3×3 мм

Результаты и обсуждения

На рис. 3 показаны типичные ВАХ, соответствующие разным расстояниям между контактами металл / легированный фосфором алмаз при комнатной температуре.

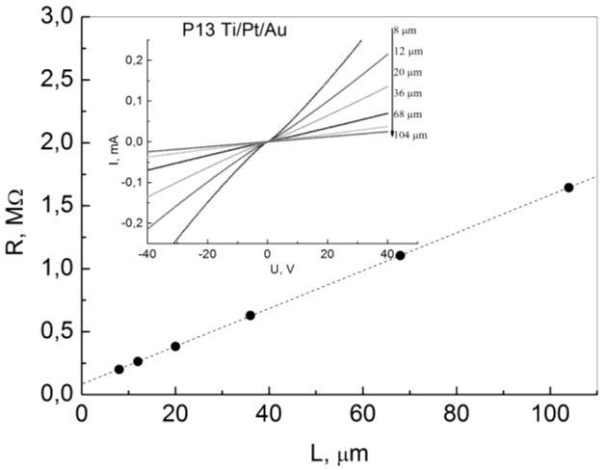


Рис. 3. Суммарное сопротивление между двумя соседними контактами как функция расстояния между контактными площадками на TLM-линии (образец P13). На вставке показаны ВАХ между двумя соседними контактными площадками, соответствующие разным расстояниям между контактами металл/n^+-алмаз при комнатной температуре

Удельное контактное сопротивление к n^+-алмазу с использованием Ti/Mo/Au составило ρ_c = 0,054 Ом × × см^2, а в случае Ti/Pt/Au – 0,08 Ом · см^2 при сопротивлении полупроводника ρ_s = 16 Ом · см. В обоих случаях ВАХ омических контактов имеет линейный характер в широком диапазоне приложенных напряжений, что свидетельствует о высоком качестве омических контактов. Ранее нам удавалось достичь значения ρ_c = 0,23 Ом · см^2 при концентрации атомов фосфора 2,5 · 10^{20} см$^{-3}$.

Для формирования омического контакта к алмазу *p*-типа был выращен эпитаксиальный слой алмаза с концентрацией атомов бора 2 · 10^{21} см$^{-3}$. В предыдущих работах по формированию омического контакта к легированным бором слоям алмаза мы использовали Ti/Mo/Au. В этой работе нами были изготовлены и исследованы контакты Ti/Pt/Au. Результаты измерений показали снижение контактного сопротивления на порядок путем использования платины в качестве диффузионного барьера трехслойной структуры металлов вместо молибдена. Удельное контактное сопротивление с использованием Ti/Mo/Au составило ρ_c = 1,2 · 10^{-5} Ом · см^2, а для Ti/Pt/Au – ρ_c = = 2,7 · 10^{-6} Ом · см^2. ВАХ омических контактов в обоих случаях были линейны и не требовали дополнительного термического отжига. В литературе мы не встречали такого сильного различия в контактном сопротивлении при использовании разных металлов.

Выводы

Была отработана технология изготовления двух типов омических контактов к эпитаксиальным слоям алмаза *n*-типа – Ti/Mo/Au и Ti/Pt/Au. Полученные контакты не требовали дополнительного термического отжига, ВАХ таких контактов линейны на TLM-линии, что, по нашим данным в литературе, достигнуто еще не было. Контактное сопротивление было снижено до ρ_c = 0,054 Ом · см^2 в результате использования сильнолегированного фосфором слоя алмаза в подконтактной области.

Использование платины в качестве диффузионного барьера в трехслойной системе позволило снизить удельное контактное сопротивление к алмазу *p*-типа на порядок по сравнению с молибденом и составило ρ_c = 2,7 · 10^{-6} Ом · см^2 для эпитаксиального слоя алмаза с концентрацией бора 2 · 10^{21} см$^{-3}$.

Финансирование

Работа выполнена при поддержке гранта РНФ № 22-12-00309.

Литература

1. S. Koizumi, C. Nebel, M. Nesladek // Physics and Applications of CVD Diamond. WILEY-VCH Verlag GmbH & Co. KGaA, Weinheim (2008).

2. A. L. Vikharev, A. M. Gorbachev, M. A. Lobaev, et al. // Phys. Stat. Sol. RRL. V. 10. P. 324 (2016).

Анализ ПЭМ изображения квантово-каскадной лазерной гетероструктуры, выращенной методом МОС-гидридной эпитаксии

Ан. А. Афоненко[1], А. А. Афоненко[1,*], Д. В. Ушаков[1], Т. А. Багаев[2], М. А. Ладугин[2], А. А. Мармалюк[2], С. С. Пушкарев[3], Р. А. Хабибуллин[3]

[1]Белорусский государственный университет, пр. Независимости, 4, Минск, 220030, Беларусь
[2]АО «НИИ «Полюс» им. М. Ф. Стельмаха», ул. Введенского, 3, Москва, 117342
[3]Институт сверхвысокочастотной полупроводниковой электроники РАН, Нагорный пр., 7/5, Москва, 117105
*afonenko@bsu.by

В работе проанализированы характеристики ПЭМ изображения квантово-каскадной гетероструктуры GaAs/AlGaAs с частотой генерации около 3,8 ТГц. Для аппроксимации экспериментального профиля использованы различные законы размытия состава: нормальный, экспоненциальный и несимметричный экспоненциальный для выявления различий в отклонении состава при границе барьер – яма и яма – барьер. Построены автокорреляционные функции флуктуаций состава барьерных слоев. Проведен анализ шероховатостей гетерограниц и эффективной длины шероховатости.

Введение

Важным этапом отработки технологии роста квантово-каскадных лазерных гетероструктур являются исследования, направленные на анализ структурного совершенства выращенных образцов. Наиболее ценной является информация о толщинах и составах полупроводниковых слоев, которая необходима для прогнозирования характеристик лазеров и валидации используемых материальных параметров и теоретических моделей. Сведения о толщинах переходных слоев и характеристиках шероховатостей границ необходимы для учета спектрального уширения и корректного расчета спектров усиления [1].

В работе представлены результаты анализа характеристик ПЭМ-изображения квантово-каскадной гетероструктуры $Al_{0.15}Ga_{0.85}As/GaAs$ с разрешением 0,23 нм на пиксель, найдены размеры переходных областей, среднеквадратичные шероховатости гетерограниц и их автокорреляционные функции.

Анализ профиля гетероструктуры

Для восстановления профиля гетероструктуры производилось суммирование интенсивности пикселей ПЭМ-изображения вдоль наклонных линий (рис. 1). Оптимальный наклон выбирался из условия максимального контраста получающегося профиля. Для подгонки восстановленного профиля использовались три вида функций размытия состава (рис. 2):

нормальная:

$$f_g(z) = \exp\left(-\frac{z^2}{2\tau_g^2}\right), \qquad (1)$$

симметричная экспоненциальная:

$$f_e(z) = \frac{1}{\exp\left(-\frac{\pi}{2}\frac{z}{\tau_e}\right) + \exp\left(\frac{\pi}{2}\frac{z}{\tau_e}\right)}, \qquad (2)$$

несимметричная экспоненциальная:

$$f_{ab}(z) = \frac{1}{\exp\left(-\frac{\pi}{2}\frac{z}{\tau_a}\right) + \exp\left(\frac{\pi}{2}\frac{z}{\tau_b}\right)}. \qquad (3)$$

Для нормального распределения среднеквадратичное размытие гетерограниц составило $\tau_g = 1{,}14$ нм, для симметричного экспоненциального – $\tau_e = 1{,}37$ нм, для несимметричного экспоненциального – $\tau_a = 1{,}37$ нм, $\tau_b = 1{,}40$ нм. Таким образом, существенных различий профиля гетропереходов квантовая яма – барьер и барьер – квантовая яма не выявляется, так же как и для структур, выращенных методом лучевой эпитаксии [2].

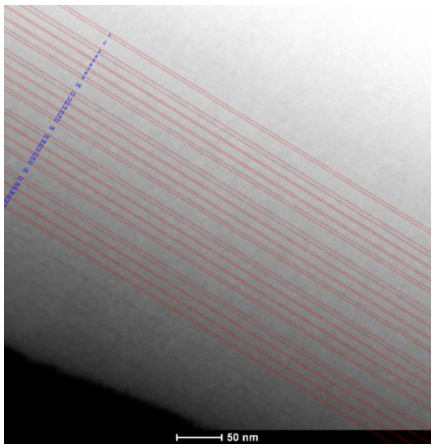


Рис. 1. ПЭМ-изображение с размеченными слоями после обработки

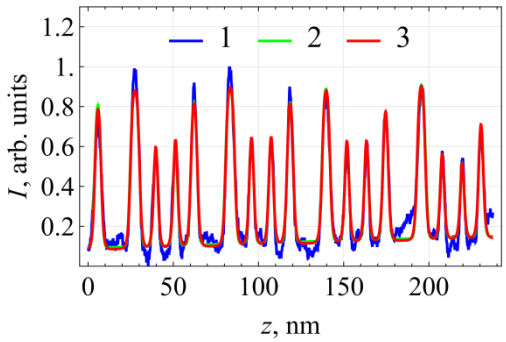


Рис. 2. Зависимость средней по строкам интенсивности пикселей обработанного ПЭМ-изображения (*1*) от координаты *z*, направленной вдоль нормали к плоскости слоев из верхнего правого угла ПЭМ-изображения, профиль состава, восстановленный с помощью нормального (*2*) и несимметричного экспоненциального (*3*) профиля

При этом восстановленные толщины слоев для нормального распределения составили 3,3/**17,0**/5,0/**8,9**/1,7/**9,9**/1,7/**8,8** (период 56,4 нм), для симметричного экспоненциального распределения – 3,3/**17,1**/4,9/**9,0**/1,8/**9,9**/1,7/**8,7** (период 56,4 нм), для несимметричного экспоненциального – 3,3/**17,2**/4,8/**9,0**/1,7/**9,9**/1,7/**8,7** (период 56,3 нм).

Анализ флуктуаций компонентного состава гетероструктуры

В анализе рассеяния обычно используется понятие шероховатости гетерограницы. Для его нахождения разделим все изображение на полоски, границы которых проходят через середины слоев (квантовых ям или барьеров). Яркость значительно отличается на разных частях изображения (см. рис. 1), поэтому для анализа флуктуаций необходимо исключить фоновую засветку. Для каждого сечения полоски вдоль нормали считаем, что фоном является средняя интенсивность изображения, попадающего в квантовую яму. Полученные флуктуации интенсивности изображения в области барьеров позволяют найти автокорреляционную функцию флуктуаций и среднеквадратическое отклонение гетеросостава барьера σ_x. Это значение можно преобразовать в эквивалентную шероховатость барьерного слоя

$$\sigma_d = \frac{\sigma_x}{x_b}\frac{d_b}{2}, \qquad (4)$$

где x_b и d_b – состав и толщина барьерного слоя.

Автокорреляционные функции флуктуаций гетеросостава имеют спадающий осциллирующий вид (рис. 3), который приближенно можно представить в виде

$$K(x) = \exp\left(-\frac{x}{\tau_c}\right)\cos\left(\frac{2\pi x}{T_c}\right), \qquad (5)$$

где τ_c и T_c – постоянная затухания и период корреляционной функции.

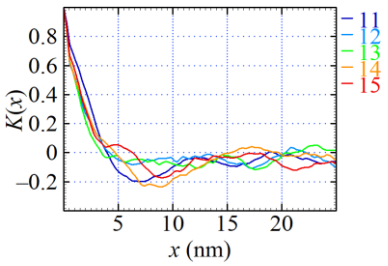


Рис. 3. Автокорреляционные функции флуктуации состава вдоль слоев для некоторых границ гетеослоев (номера границ от начала структуры)

Рассчитанные параметры флуктуаций представлены на рис. 4. Постоянная затухания корреляционной функции находится в диапазоне 3–11 нм со средним значением 5 нм. Период осцилляций корреляционной функции находится в диапазоне 11–26 нм со средним значением 20 нм. Среднеквадратичная шероховатость гетерограниц находится в диапазоне 0,3–1,3 нм со средним значением 0,7 нм. Более широкие барьеры имеют большую шероховатость (см. рис. 4).

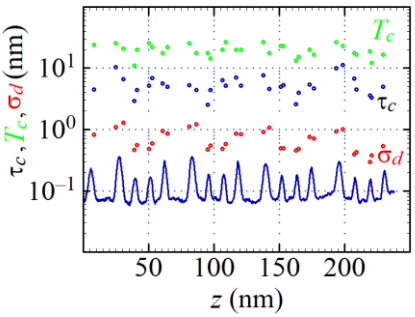


Рис. 4. Постоянная затухания τ_c, период осцилляций T_c и среднеквадратичная ширина шероховатостей гетерограниц σ_d в зависимости от их координаты. Внизу приведен профиль состава

Заключение

Таким образом, разработана методика и проведен анализ ПЭМ изображений гетероструктур квантово-каскадных лазеров. Размеры переходных областей составили 1,1 и 1,4 нм для аппроксимации размытия границ нормальным и экспоненциальным распределением соответственно. Существенных различий профиля гетеропереходов квантовая яма – барьер и барьер – квантовая яма не выявлено. Среднеквадратичные шероховатости гетерограниц составили 0,7 нм, постоянная затухания корреляционной функции – 5 нм, период осцилляций – 20 нм.

Финансирование

Исследование выполнено при финансовой поддержке в рамках проекта БРФФИ Ф23РНФМ-064 (РНФ № 24-49-10004).

Литература

1. Д. В. Ушаков, А. А. Афоненко, А. А. Дубинов и др. // Квантовая электроника. 2019. Т. 49. С. 913–918.

2. Ан. А. Афоненко, А. А. Афоненко, Д. В. Ушаков и др. // Труды XXV Международного симпозиума «Нанофизика и наноэлектроника»: (Нижний Новгород, 9–12 марта 2021 г.) в 2 т. Том 2. Нижний Новгород: Изд-во Нижегородского госуниверситета, 2021. С. 566–567.

Гистерезис вольт-амперной характеристики лазерной квантоворазмерной гетероструктуры с обогащенным электронами слоем

А. А. Афоненко[1,*], Д. В. Ушаков[1], А. А. Дубинов[2]

[1] Белорусский государственный университет, пр. Независимости, 4, Минск, 220030, Беларусь
[2] Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, 7, д. Афонино, Кстовский р-н, Нижегородская обл., 607680.
*afonenko@bsu.by

Проведено моделирование межподзонного однокаскадного лазера ТГц диапазона с плазмонным волноводом на основе обогащенного электронами слоя на гетеропереходе GaAs/AlGaAs. На основе самосогласованных расчетов электронных состояний с учетом влияния пространственного распределения заряда на профиль зоны проводимости показано, что вольт-амперная характеристика лазера имеет гистерезисный вид. Генерация плазмонной моды возникает преимущественно на нижнем участке гистерезиса.

Введение

В настоящее время для квантово-каскадных лазеров ТГц-диапазона (ТГц ККЛ) в основном используется двойной металлический волновод. При этом для компенсации потерь необходимо выращивать множество каскадов, общая толщина которых достигает 5–10 мкм. Недавно предложено использовать 2D-плазмон в качестве моды, генерируемой ТГц ККЛ [1]. В работе [2] рассмотрена возможность использования обогащенного слоя на гетерогранице в качестве верхнего лазерного уровня, предложена соответствующая лазерная структура и проведены расчеты зонной диаграммы и генерирующей плазмонной моды.

В настоящей работе исследованы особенности вольт-амперных характеристик квантоворазмерных гетероструктур с обогащенным электронами слоем и показано наличие в них гистерезисов.

Результаты расчетов

Плазмонная мода возникает на границе материалов с положительной и отрицательной диэлектрической проницаемостью. Отрицательная диэлектрическая проницаемость возникает в полупроводнике при достаточно большой концентрации электронов. Большую концентрацию электронов можно получить на гетерогранице. Преимуществом такого обогащенного слоя по сравнению с легированными полупроводниковыми структурами является малое рассеяние на примесях, и соответственно малая величина поглощения на свободных носителях. Огромная, по сравнению с традиционными ККЛ, концентрация электронов в обогащенном слое делает целесообразным его использование в качестве верхнего лазерного уровня.

Расчеты выполнялись для гетероструктуры $GaAs/Al_xGa_{1-x}As$ (рис. 1). Последовательность слоев структуры в нанометрах составляла 230/**1,98**/5,64/**2,26**/4,23/**2,54**/3,67/**1,69**/200/40, где обычным шрифтом указаны толщины слоев GaAs, жирным шрифтом выделены толщины барьерных слоев $Al_{0,45}Ga_{0,55}As$, подчеркнут легированный слой до концентрации $5 \cdot 10^{17}$ см$^{-3}$. Легированный слой позволял распределить падение напряжения в основном на центральную часть структуры. Расстояние между легированным слоем и активной зоной выбиралось таким образом, чтобы плазмонная мода значительно не проникала в этот слой и не поглощалась там.

Алгоритм расчета включал решение уравнения Шредингера для центральной части структуры **k·p**-методом, расчет вероятностей переходов и населенности уровней [3], решение уравнения Пуассона для всей структуры и перерасчет профиля зоны проводимости с учетом потенциала заряженных областей. При этом эмиттерные области рассчитывались в приближении полупроводников с объемными свойствами в состоянии термодинамического равновесия при постоянных значениях квазиуровней Ферми. Алгоритм повторялся до полной сходимости.

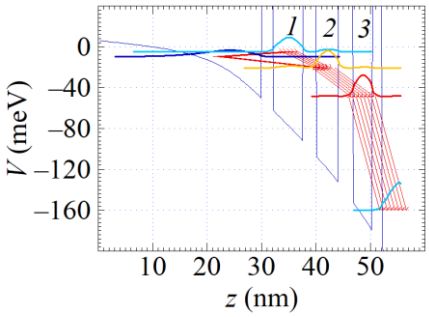


Рис. 1. Профиль зоны проводимости центральной части структуры, уровни энергий и квадраты волновых функций при напряжении 0,6 В. Стрелками показан перенос носителей заряда

На гетерогранице $GaAs–Al_{0,45}Ga_{0,55}As$ возникает обогащенный электронами слой. При приложении напряжения 0,6 В концентрация электронов в нем возрастает до $6 \cdot 10^{11}$ см$^{-2}$. При этом искривленная зона проводимости формирует потенциальную яму с уровнем размерного квантования, который выполняет функции инжектора и верхнего лазерного уровня. Четыре барьера создают 3 квантовые ямы (КЯ), пронумерованные последовательно 1, 2, 3. КЯ 1 создает уровень выше инжектора только для получения положительной ВАХ. Чтобы обеспечить достаточный дипольный матричный элемент между волновыми функциями инжектора и нижнего лазерного уровня во 2-й КЯ барьеры между ними делаются узкими. Опустошение нижнего лазерного уровня из КЯ 2 в КЯ 3 осуществляется при испускании оптического фонона и рассеянии на шероховатостях гетерограниц. Далее электроны из КЯ 3 туннелируют в континуум.

Как видно на рис. 2, плотность тока через структуру имеет гистерезисные участки. При увеличении напряжения энергия уровней в КЯ 3 и 2 последовательно уменьшается до энергии уровня инжектора в обогащенном слое. При энергетическом резонансе возрастает туннелирование электронов на выбранный уровень и растет заселение соответствующей КЯ. Перераспределение электронной плотности снижает величину электрического поля между КЯ и инжектором и замедляет изменение энергии уровня при увеличении напряжения на структуре (рис. 3). При некотором критическом напряжении энергия уровня становится ниже уровня инжектора, и система становится неустойчивой: уменьшение энергии уровня приводит к снижению туннельного тока, уменьшается населенность КЯ и возрастает напряженность поля между КЯ и инжектором, что, в свою очередь, уменьшает энергию уровня. Это происходит, пока не будет достигнуто новое устойчивое состояние. При уменьшении напряжения перескок происходит при сближении уровней, когда существенным механизмом переноса становится туннельный ток.

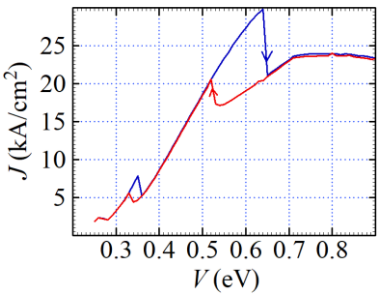


Рис. 2. Вольт-амперная характеристика при увеличении и уменьшении напряжения на структуре

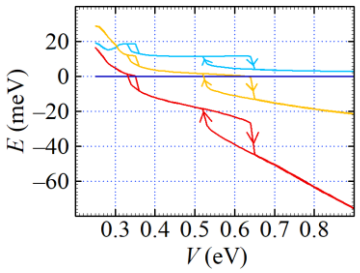


Рис. 3. Зависимость энергии уровней от приложенного напряжения. Цвета соответствуют волновым функциям на рис. 1

В выбранной структуре плазмонный волновод и генерация плазмонной моды возникает на интервале напряжений 0,55–0,69 В и захватывает нижний участок гистерезиса вольт-амперной характеристики. При этом частота моды изменяется в диапазоне 2,0–3,6 ТГц. При расчете комплексной диэлектрической проницаемости учитывались эффекты взаимодействия с фононами кристаллической решетки, плазменные эффекты электронного газа в модели Друде и дипольное взаимодействие излучения с локализованными состояниями. Пространственное распределение диэлектрической проницаемости учитывало распределение электронной плотности и распределение плотности соответствующих диполей.

Как видно на рис. 4, плазмонная мода преимущественно локализуется в области обогащенных слоев. Ширина моды составляет около 30 нм. Мнимая часть диэлектрической проницаемости в области между волновыми функциями верхнего и нижнего лазерных уровней отрицательная. Рассчитанная постоянная распространения имеет отрицательную мнимую часть, что соответствует режиму генерации этой моды. Эффективный показатель преломления моды составил 1230.

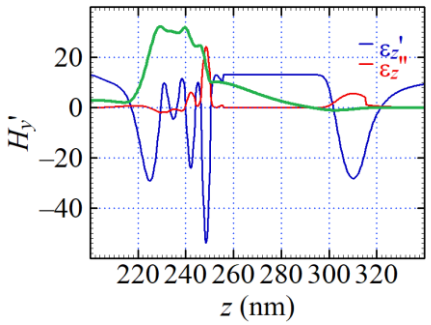


Рис. 4. Профиль диэлектрической проницаемости (действительная и мнимая части) и распределение напряженности магнитного поля генерирующей моды (зеленая кривая) на частоте 2,7 ТГц при V = 0,6 В

Заключение

Таким образом, проанализирована структура однокаскадного лазера ТГц-диапазона с плазмонным волноводом на основе обогащенного электронами слоя на гетеропереходе GaAs/AlGaAs. Проведены самосогласованные расчеты электронных состояний с учетом влияния пространственного распределения заряда на профиль зоны проводимости. Показано, что вольт-амперная характеристика лазера имеет гистерезисный вид.

Финансирование

Работа выполнена при поддержке РНФ, грант № 23-19-00436.

Литература

1. А. А. Дубинов, В. Я. Алешкин // ФТП. 2021. Т. 55, № 10. С. 869–871.

2. А. А. Афоненко, Д. В. Ушаков, А. А. Дубинов // Квантовая электроника: материалы XIV Междунар. науч.-техн. конференции. (Минск, 21–23 ноября 2023 г.). Минск : БГУ, 2023. С. 232–234.

3. Д. В. Ушаков, А. А. Афоненко, А. А. Дубинов и др. // Квантовая электроника. 2019. Т. 49. С. 913–918.

Управление формой спектра фотолюминесценции с помощью соотношения потоков V/III в процессе заращивания квантовых точек InAs/GaAs

С. В. Балакирев[1,*], Н. В. Крыжановская[2], А. М. Надточий[2], Д. В. Кириченко[1], Н. Е. Черненко[1], Н. А. Шандыба[1], С. Д. Комаров[2], А. С. Драгунова[2], А. Е. Жуков[2], М. С. Солодовник[1,]**

[1]Лаборатория эпитаксиальных технологий, Южный федеральный университет, ул. Шевченко, 2, Таганрог, 347922
[2]Международная лаборатория квантовой оптоэлектроники, Национальный исследовательский университет «Высшая школа экономики», ул. Союза Печатников, 16, Санкт-Петербург, 190008
*sbalakirev@sfedu.ru, **solodovnikms@sfedu.ru

В работе представлены результаты исследования оптических свойств квантовых точек (КТ) InAs/GaAs(001), зарощенных при различных соотношениях потоков V/III, с использованием спектроскопии фотолюминесценции (ФЛ) и возбуждения ФЛ. При низком соотношении потоков на спектре ФЛ наблюдается серия выраженных пиков, соответствующих различным размерным группам КТ. При увеличении соотношения потоков спектр смещается в длинноволновый диапазон, затем снова демонстрирует коротковолновое излучение КТ и становится более гладким. Наблюдаемые закономерности объясняются усилением распада КТ, механизм которого различается в зависимости от соотношения потоков V/III при заращивании КТ.

Введение

Несмотря на многочисленные исследования свойств самоорганизующихся полупроводниковых квантовых точек (КТ) InAs/GaAs, обладающих выгодными преимуществами перед другими наноструктурами, технология их изготовления остается несовершенной ввиду сложности удовлетворения строгих требований к их геометрическим и структурным характеристикам, а также воспроизводимости этих параметров. Важнейшую роль в данном аспекте играют условия заращивания КТ слоем широкозонной матрицы, в процессе которого происходит трансформация системы материалов, определяющая конечные свойства структур на основе КТ. При исследовании влияния на процессы заращивания КТ таких технологических параметров, как температура подложки, скорость роста и количество осаждаемого материала, без внимания традиционно остается соотношение потоков V/III.

Однако в настоящей работе впервые демонстрируется значительное влияние данного параметра на положение и форму спектра фотолюминесценции (ФЛ), который может иметь от одного до нескольких обособленных пиков, соответствующих излучению отдельных субансамблей КТ.

Методика эксперимента

Образцы выращивались на подложках GaAs(001) в установке молекулярно-лучевой эпитаксии SemiTEq STE 35 с твердотельными источниками. Слой КТ InAs формировался при температуре подложки 500 °C со скоростью роста 0,05 монослоя (МС) в секунду и располагался между обкладками гетероструктуры GaAs/$Al_{0,33}Ga_{0,67}As$. После формирования слоя КТ проводилось осаждение низкотемпературного слоя GaAs толщиной 10 нм при температуре роста КТ, скорости роста 0,25 МС/с и различных соотношениях потоков V/III для 3 образцов: 1) 1 (при давлении мышьяка $P_{As} = 2{,}5\cdot10^{-6}$ Па); 2) 4 ($P_{As} = 1\cdot10^{-5}$ Па); 3) 12 ($P_{As} = 3\cdot10^{-5}$ Па).

Для проведения исследований ФЛ и возбуждения ФЛ (ВФЛ) образцы помещались в криостат Janis ST-500 проточного типа, обеспечивающий измерения в диапазоне температур 13–300 K. Возбуждение ФЛ осуществлялось с помощью лазера YLF:Nd+3, работающего в непрерывном режиме (λ = 527 нм). Лазерное излучение фокусировалось на поверхность образца с помощью объектива Mitutoyo x5 в пятно диаметром 20 мкм, обеспечивая диапазон плотностей мощности возбуждения ФЛ от 0,03 до 11,3 кВт/см^2. Сигнал ФЛ детектировался монохроматором SOL Instruments MS 5204i и одноканальным детектором InGaAs с использованием синхронного детектирования (SRS 830 Stanford Research Systems).

Результаты и обсуждение

Спектры ФЛ образцов 1–3 представлены на рис. 1. Положение максимума ФЛ минимально для образца 2, что подразумевает наибольший размер КТ в зарощенном массиве. Как низкое (образец 1), так и высокое (образец 3) соотношение потоков V/III усиливает распад КТ, что приводит к коротковолновому смещению спектров ФЛ. Это смещение более значительно для образца 1 из-за меньшего среднего размера КТ, и следовательно меньшей энергии локализации носителей заряда. Малая энергия локализации в КТ в образце 1 объясняет также очень высокую интенсивность ФЛ смачивающего слоя (СС) и GaAs, обусловленную тепловым выбросом носителей заряда из КТ. Кроме того, очевидна существенная разница в форме спектров образцов 1 и 3: если линия ФЛ КТ при высоком соотношении потоков (образец 3) гладкая с одним максимумом, то в случае низкого соотношения (образец 1) она имеет несколько хорошо различимых пиков с интервалом ~30 мэВ. Важно отметить, что такая серия пиков ФЛ для образца 1 наблюдается даже при минимальной плотности мощности накачки.

Ранее было показано, что серия пиков с интервалом ~30 мэВ соответствует набору субансамблей КТ в виде усеченных пирамид разной высоты в монослоях [1]. При этом такой дискретизированный спектр, как для образца 1, характерен для массива КТ с низкой поверхностной плотностью [2]. Для более плотных массивов КТ волновые функции соседних КТ

перекрываются сильнее, что приводит к ухудшению дискретизации спектров ФЛ. Следовательно, поверхностная плотность КТ в образце 1 значительно уменьшилась, это связано с потерей материала КТ после заращивания. Мы предполагаем, что индий из КТ в образце 1 преимущественно всплывает на поверхность и затем испаряется при отжиге при высокой температуре из-за дефицита мышьяка при низком соотношении потоков V/III во время заращивания. В результате уменьшается как размер, так и поверхностная плотность КТ, что приводит к сильному коротковолновому сдвигу спектра ФЛ и быстрому насыщению состояний КТ с увеличением мощности возбуждения соответственно.

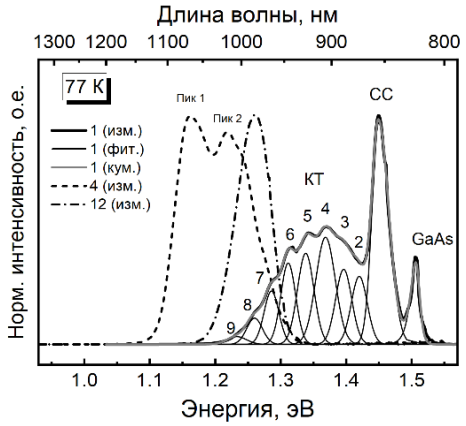


Рис. 1. Нормированные спектры ФЛ образцов 1, 2 и 3 при 77 К. На легенде указано соотношение потоков V/III, используемое при заращивании КТ: «изм.» – измеренные спектры, «фит.» – фиттинг гауссовыми кривыми (цифра над кривой соответствует высоте КТ в монослоях), «кум.» – кумулятивный спектр

Постепенное увеличение соотношения потоков V/III во время заращивания приводит к длинноволновому смещению максимума интенсивности ФЛ (см. рис. 1), свидетельствующему о снижении интенсивности распада КТ, а также к уменьшению контраста модуляции (дискретизации) ФЛ, объясняемому перемешиванием атомов In КТ и Ga из покровного слоя. При соотношении потоков V/III, равном 4, положение пика ФЛ достигает максимума, соответствующего 1140 нм при 300 К, после чего излучение смещается в более коротковолновый диапазон (до 1040 нм), что свидетельствует об усилении распада КТ под действием избыточного давления мышьяка.

Образец, полученный при максимальном соотношении потоков V/III, равном 12, демонстрирует слабую зависимость формы спектра и положения пика ФЛ от мощности возбуждения. В то же время на спектре ФЛ образца, полученного при соотношении потоков V/III, равном 4, наблюдается увеличение интенсивности коротковолнового вклада, отстоящего от длинноволнового на ~80 мэВ, с увеличением мощности накачки (рис. 2).

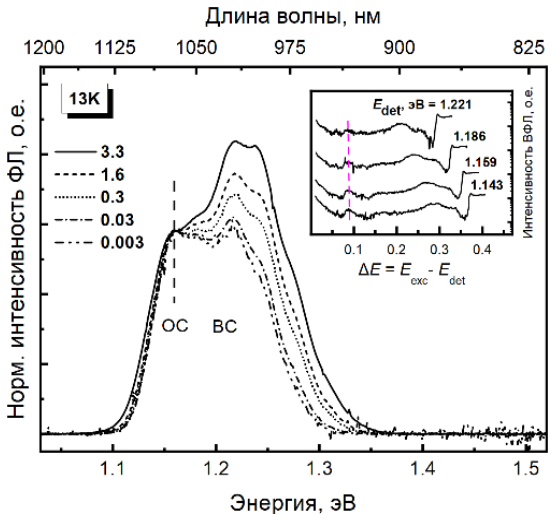


Рис. 2. Спектры ФЛ образца 2 при 13 К. На легенде указаны плотности мощности возбуждения ФЛ (в кВт/см^2). Спектры нормированы на интенсивность ФЛ пика основного состояния (ОС) КТ (1,16 эВ). Вставка: спектры ВФЛ, на которых пунктирной линией отмечено смещение энергии возбужденного состояния (ВС) относительно энергии детектирования

Измерения методом спектроскопии ВФЛ показали, что данный вклад смещается быстрее энергии детектирования, что характеризует его как возбужденное состояние. Низкое соотношение интенсивностей ФЛ, измеренных при 300 и 77 К, варьирующееся в пределах от 1,5 до 3,4, свидетельствует о хорошем структурном качестве и высокой температурной стабильности КТ в этом образце.

Заключение

Таким образом, установлено, что оптимальное соотношение потоков V/III во время заращивания КТ InAs/GaAs, позволяет увеличить длину волны излучения структуры, достичь высокой однородности КТ, излучающих на основном состоянии, а также их низкой дефектности и высокой квантовой эффективности. В то же время слишком низкие или слишком высокие значения соотношения потоков приводят к значительному коротковолновому сдвигу спектров, а также к их дискретизации в первом случае или ее полному отсутствию во втором.

Финансирование

Работа выполнена при поддержке проекта Минобрнауки № FENW-2022-0034 и проекта «Зеркальные лаборатории» НИУ ВШЭ. Оптические измерения выполнялись на УНУ «Комплексный оптоэлектронный стенд».

Литература

1. R. Heitz, et al. // Phys. Rev. B. 2005. V. 71. P. 045325.
2. B. Riel, et al. // J. Cryst. Growth. 2002. V. 236. P. 145–154.

Оптимизация расчета технологических параметров и рост фотодиодной структуры на основе InAlGaAs\GaAs на 1,55 мкм

Д. М. Балясников*, Н. В. Байдусь, С. Ю. Зубков, И. В. Самарцев
П. Б. Демина, В. Н. Трушин

Нижегородский государственный университет им. Н. И. Лобачевского, пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603022
*kuznechiha4@gmail.com

В работе представлены результаты исследований основных закономерностей для коэффициента распределения, который определяет отношение потоков металлоорганических соединений в методе ГФЭ-МОС, от температуры и скорости роста. По результатам исследования были подобраны оптимальные ростовые параметры для фотодиодной структуры на основе InAlGaAs/GaAs на 1,55 мкм.

Введение

Фотодиодные структуры могут быть сформированы слоями InGaAs и InAlGaAs на подложке GaAs. Переход от периода решетки GaAs к InGaAs обеспечивает метаморфный буферный слой (МБС) InAlGaAs [1]. Для получения наиболее эффективного фотодиода необходимо добиться наивысшего качества эпитаксиальных слоев (ЭС) и МБС. Их качество напрямую зависит от правильности подбора ростовых параметров [2]. Ростовые параметры могут быть подобраны через коэффициент распределения (К), данная величина связывает отношение содержания элементов III группы в твердой фазе с отношением реагентов в газовой фазе [3]. Ниже представлена полная система уравнений, определяющая ростовые параметры для слоев $In_xAl_yGa_{1-x-y}As$ в методе ГФЭ-МОС:

$$\begin{cases} \dfrac{x}{1-x-y} = \mathrm{K}_{\mathrm{In/Ga}} \dfrac{Q_{\mathrm{TMIn}}}{Q_{\mathrm{TMGa}}} \\ \dfrac{y}{1-x-y} = \mathrm{K}_{\mathrm{Al/Ga}} \dfrac{Q_{\mathrm{TMAl}}}{Q_{\mathrm{TMGa}}} \\ v = v_0 \dfrac{Q_{\mathrm{TMGa}}}{Q^0_{\mathrm{TMGa}}} \dfrac{\left(1+\left(\frac{a_{\mathrm{InAs}}}{a_{\mathrm{GaAs}}}-1\right)x+\left(\frac{a_{\mathrm{AlAs}}}{a_{\mathrm{GaAs}}}-1\right)y\right)}{1-x-y} \end{cases} \quad (1)$$

где Q_{TMIn}, Q_{TMGa} и Q_{TMAl} – молярные потоки прекурсоров элементов III группы таблицы Менделеева; $K_{\mathrm{In/Ga}}$, $K_{\mathrm{Al/Ga}}$ – коэффициенты распределения, v – скорость роста, Q^0_{TMGa} – известный поток триметилгаллия (ТМГ), соответствующий известной скорости роста v_0; a_{InAs}, a_{AlAs}, a_{GaAs} – периоды кристаллических решеток InAs, AlAs, GaAs соответственно.

Решая систему уравнений (1) относительно потоков прекурсоров и подставляя значения a_{InAs}, a_{AlAs}, a_{GaAs}, Q^0_{TMGa}, v_0, получим систему уравнений, которая определяет ростовые параметры для нашего процесса (потоки прекурсоров элементов III группы):

$$\begin{cases} Q_{\mathrm{TMGa}} = 46{,}25\mathrm{v}\dfrac{1-x-y}{(1+0{,}07162x+0{,}00136\mathrm{y})} \\ Q_{\mathrm{TMIn}} = \dfrac{1}{K_{\mathrm{In/Ga}}}\dfrac{x}{1-x-y}Q_{\mathrm{TMGa}} \\ Q_{\mathrm{TMAl}} = \dfrac{1}{K_{\mathrm{Al/Ga}}}\dfrac{y}{1-x-y}Q_{\mathrm{TMGa}} \end{cases} \quad (2)$$

Для расчета потоков нам необходимо задать значения коэффициентов распределения, требуемые скорость роста и содержание элементов III группы в твердой фазе. Величины коэффициентов распределения определяются из анализа ранее выращенных тестовых структур.

Коэффициент распределения – величина непостоянная и зависит от множества факторов. Мы продемонстрировали влияние двух наиболее важных ростовых параметра (температуры и скорости роста) на коэффициент распределения.

Образцы, представленные в данной работе, выращивались методом ГФЭ-МОС на установке AIX 200RF на подложках GaAs, отклоненных от ориентации (001) на 2º. Источниками Ga, In и Al были ТМГ, триметилиндий (ТМИ) и триметилалюминий (ТМА), источником As был арсин. Температура роста варьировалась в пределах 520÷670 ºС, скорость изменялась в диапазоне 0,26÷1,25 нм/с. В ходе работы были выращены структуры, содержащие трех-, четырехкомпонентные твердые растворы и МБС. Концентрации элементов III группы определялись с помощью методов фотолюминесценции и рентгеновской дифракции.

На основе полученных результатов были подобраны технологические параметры для фотодиодной структуры. Данная структура была выращена на подложке GaAs, содержала МБС InAlGaAs толщиной 1,5 мкм, *n*- и *p*-слои InAlGaAs и *i*-слой InGaAs с относительным содержанием In 54% и толщиной 1 мкм. С целью исследования вольт-амперных характеристик (ВАХ) и спектров фоточувствительности (ФЧ) была вытравлена мезаструктура диаметром 3 мм.

Результаты

На рис. 1 представлена зависимость коэффициента распределения $K_{\mathrm{In/Ga}}$ от температуры при постоянной скорости роста 1,25 нм/с. Значения данного коэффициента были получены из серии образцов, содержащих пленки тройных твердых растворов InGaAs.

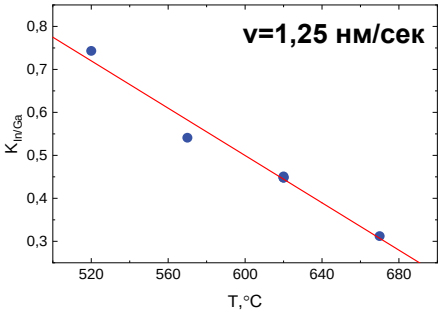


Рис. 1. Зависимость коэффициента распределения $K_{\mathrm{In/Ga}}$ от температуры роста при постоянной скорости

Значение $K_{In/Ga}$ уменьшается с увеличением температуры роста, причем закон, по которому он уменьшается, близок к линейному. Из результатов на рис. 1 можно предположить, что скорость изменения коэффициента распределения $dK_{In/Ga}/dT$ близка к постоянной величине в диапазоне температур 520÷670 ºС. Благодаря постоянству величины $dK_{In/Ga}/dT$ можно выбирать любую температуру роста в рассматриваемом диапазоне, потому что одно и то же отклонение от заданной температуры ΔT будет приводить к одинаковому изменению коэффициента распределения $\Delta K_{In/Ga}$. Для роста фотодиодных структур мы выбрали температуру 570 ºС.

Следующая серия образцов представлена структурами, содержащими слои тройных, четверных твердых растворов и МБС на основе InAlGaAs. На рис. 2 показана зависимость $K_{In/Ga}$ от скорости роста при постоянной температуре роста в 570 ºС.

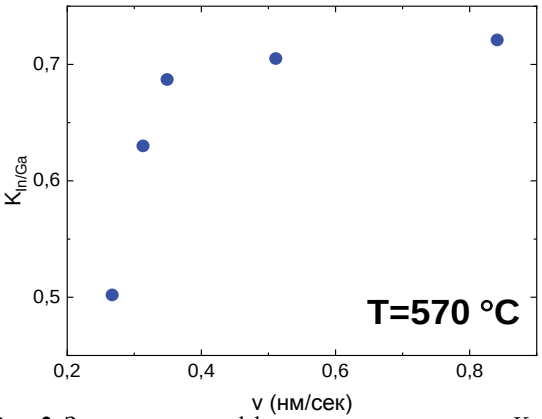


Рис. 2. Зависимость коэффициента распределения $K_{In/Ga}$ от скорости роста при постоянной температуре

Из рис. 2 видно, что величина $dK_{In/Ga}/dv$ непостоянная. Около скорости 0,3 нм/с скорость изменения коэффициента распределения наибольшая.

Значение коэффициента распределения $K_{Al/Ga}$ для данного диапазона скоростей роста и температуры 570 ºС лежит в интервале 1,8÷3,0. Коэффициент распределения $K_{Al/Ga}$ лежит в довольно широком диапазоне, это обстоятельство снижает точность задания скорости роста для четверных растворов

Для получения фотодиодной структуры наивысшего качества желательно задать наименьшую скорость роста [1]. Необходимо учесть, что скорость роста будет изменяться при переходе от четверного раствора к тройному, а значит будет изменяться и коэффициент $K_{In/Ga}$, поэтому необходимо выбрать скорость роста, где зависимость $K_{In/Ga}(v)$ имеет малый наклон (0,35÷0,85 нм/с). Для роста фотодиодной структуры нами была выбрана скорость в 0,5 нм/с. $K_{In/Ga}$ для данной скорости роста равен 0,7 (см. рис. 2).

На рис. 3 представлены спектр ФЧ и ВАХ фотодиодной структуры.

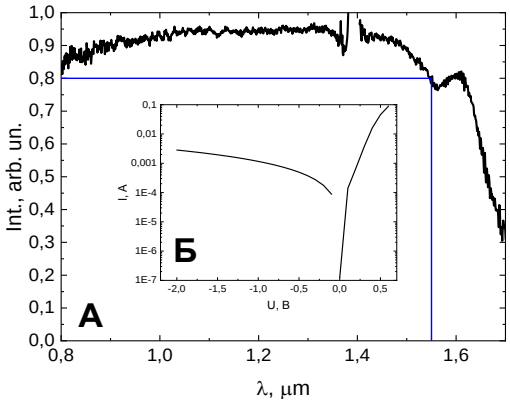


Рис. 3. Спектр ФЧ (А) и ВАХ (Б) для фотодиодной структуры

Из рис. 3 видно, что фоточувствительность исследуемой структуры на длине волны 1,55 мкм составляет 80% от максимального значения, при этом ВАХ структуры демонстрирует диодные свойства с относительно низким обратным током. Таким образом, полученная структура является перспективной для изготовления на ее основе фотодиодов телекоммуникационного диапазона.

Выводы

Значение $K_{In/Ga}$ зависит от температуры и скорости роста. Зависимость $K_{In/Ga}(T)$ близка к линейной в диапазоне температур 520÷670 ºС. Для $K_{In/Ga}(v)$ наблюдается резкое уменьшение коэффициента распределения при скорости роста ниже 0,35 нм/с и медленный рост коэффициента распределения при скорости роста выше 0,35 нм/с.

Структура, ростовые параметры которой подбирались на основе полученных зависимостей для коэффициентов распределения, проявляет диодные свойства, а также ее спектр ФЧ указывает на то, что она может работать на длине волны 1,55 мкм.

Финансирование

Работа выполнена при поддержке Министерства образования и науки РФ (проект № FSWR-2023-0037).

Литература

1. N. J. Quitoriano, E. A. Fitzgerald // J. Appl. Phys, 2007, 102. 033511.

2. J. Tersoff // Appl. Phys. Lett. 1993. 62. 693.

3. R. H.Akchurin, A. A. Marmalyuk. M. : Technosphere, 2018. 488 p.

Многофононная релаксация первых возбужденных состояний нейтральных доноров магния в кремнии

Н. А. Бекин*, Р. Х. Жукавин, В. В. Цыпленков, В. Н. Шастин

Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, 7, д. Афонино, Кстовский р-н, Нижегородская обл., 603087
*nbekin@ipmras.ru

Используя адиабатическое и одноэлектронное приближения, сделана оценка темпа многофононной релаксации парасостояний триплета $1s(T_2)$ и уровня $2p_0$ нейтральных доноров магния в кремнии. Учтены доминирующие процессы внутридолинного и междолинного рассеяния на фононах. Согласно оценкам, темп многофононной релаксации при переходе электронов из возбужденных состояний напрямую в основное состояние при нулевой температуре имеет порядок 10^{11} с$^{-1}$.

Энергии первых возбужденных уровней парасостояний магния отделены от уровня основного состояния (энергия связи 107 мэВ) на величину, превышающую энергию оптического фонона. Электроны из состояний триплета $1s(T_2)$ могут релаксировать в основное состояние только при многоквантовых процессах рассеяния на фононах. Безызлучательные переходы в основное состояние с уровня $2p_0$ могут происходить как каскадным образом, так и напрямую при многофононных процессах. Для времени жизни уровня $1s(T_2)$ многоквантовые процессы рассеяния имеют принципиальное значение, а для уровня $2p_0$ они могут оказаться важным каналом безызлучательной рекомбинации. Исследование времен жизни 2p-уровней и триплета $1s(T_2)$ представляет интерес, например, с точки зрения создания на основе доноров магния активных сред терагерцового диапазона.

Метод расчета и результаты

Для расчета вероятностей релаксационных процессов использовались следующие модельные представления. Во-первых, задача рассмотрена в одноэлектронном приближении, полагая, что электрон примесного центра движется в поле иона и второго электрона, которое описывается суммарным положительным единичным точечным зарядом. Во-вторых, для расчетов волновых функций донорных состояний мы ограничились приближением эффективной массы, считая ее изотропной и равной эффективной массе плотности состояний Δ-долин ($m = 0{,}32m_0$). Для огибающих волновых функций состояний 1s использовался метод квантового дефекта. В-третьих, при расчетах вероятностей безызлучательных переходов мы игнорировали вибронные эффекты, обусловленные вырождением возбужденных уровней, и воспользовались адиабатическим приближением и уравнениями Борна – Оппенгеймера.

Учитывая умеренную глубину залегания уровней нейтрального магния (энергия связи 107 мэВ), мы рассмотрели взаимодействие электронов на примеси с объемными фононными модами, используя известные из литературы константы деформационных потенциалов. В расчетах использован метод суммирования вероятностей в золотом правиле Ферми из работы [1], мы ограничились низкотемпературным пределом.

В рассмотрение включены наиболее значимые (по соображениям, например, величины деформационных потенциалов) типы фононов, взаимодействие с которыми разрешено симметрией. Дисперсия фононов учитывалась в изотропном приближении.

По оценкам, темп релаксации первых возбужденных уровней имеет порядок 10^{11} с$^{-1}$.

Финансирование

Работа выполнена в рамках государственного задания ИПФ РАН (тема № FFUF-2021-0019).

Литература

1. R. Pässler // Czech. J. Phys. B. 1974. V. 24. P. 322.

Сечение многофононного захвата электронов на вакансии ртути в HgCdTe в одноэлектронном приближении

Н. А. Бекин*, Д. В. Козлов

[1]Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, 7, д. Афонино, Кстовский р-н, Нижегородская обл., 603087
*nbekin@ipmras.ru

Работа посвящена теоретическим оценкам сечений многофононного захвата электронов зоны проводимости на вакансии ртути в полупроводниках HgCdTe с шириной запрещенной зоны более ~100 мэВ (с долей Cd в растворе x > 20%). В докладе будут приведены температурные зависимости коэффициентов и сечений захвата в области низких температур.

Одной из проблем при создании источников и приемников дальнего инфракрасного диапазона длин волн на основе эпитаксиальных пленок $Hg_{1-x}Cd_xTe$ и гетероструктур $HgTe/Hg_{1-x}Cd_xTe$ (КРТ) является существенное влияние примесных и дефектных центров на времена межзонной рекомбинации. Одними из таких важных центров стали вакансии ртути, которые являются двухвалентными акцепторами. Межзонная рекомбинация носителей заряда через эти дефекты по механизму Шокли – Рида – Холла определяется самым медленным этапом – захватом электронов зоны проводимости на вакансии ртути. Эти двухзарядные акцепторы могут выступать ловушками для электронов, если они находятся в зарядовых состояниях A_2^{-1} и A_2^0, – когда на вакансии связаны соответственно одна или две дырки.

Метод расчета

Коэффициент и сечение многофононного захвата вычисляются методом [1]. В расчетах использовались модельные одночастичные волновые функции, параметры которых выбирались с учетом решения уравнения Шредингера с гамильтонианом Кейна 6×6 с включением в рассмотрение зоны проводимости, зон тяжелых и легких дырок [2].

Была рассмотрена двухкомпонентная волновая функция, первая компонента которой отвечает зоне проводимости, вторая – валентной зоне. Предполагалось, что в начальном состоянии квазичастица находится в зоне проводимости, при этом первая компонента ее волновой функции является плоской волной, вторая компонента равна нулю. В конечном состоянии волновая функция представляет собой столбец:

$$\begin{pmatrix} \alpha\psi(a_c, r) \\ \beta\psi(a_v, r) \end{pmatrix},$$

где $\psi(a, r)$ – нормированные на единицу водородоподобные волновые функции состояний 1s с радиусами локализации $a = a_c$ и $a = a_v$ соответственно для зоны проводимости и валентной зоны. Параметры α и β отвечают доле в волновой функции зоны проводимости и валентной зоны; $\alpha^2 + \beta^2 = 1$. Все параметры находились с использованием шестикомпонентной волновой функции, являющейся решением уравнения Шредингера с гамильтонианом Кейна.

Финансирование

Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда (грант № 22-12-00298).

Литература

1. D. Goguenheim, M. Lannoo // J. Appl. Phys. 1990. V. 68. P. 1059.

2. Д. В. Козлов, Т. А. Уаман Светикова, А. В. Иконников, В. В. Румянцев, А. А. Разова, М. С. Жолудев, Н. Н. Михайлов, С. А. Дворецкий, В. И. Гавриленко, С. В. Морозов // Письма в ЖЭТФ. 2021. Т. 113. С. 399–405.

Янусовские структуры на основе $Ti_{1-y}Cr_y(Se_{1-x}S_x)_2$

Д. В. Беляев[1,*], Ю. Е. Коваленко[1], А. А. Титов[1], В. А. Голяшов[3], О. Е. Терещенко[3,4], Р. Г. Чумаков[5], А. Н. Титов[1], Т. В. Кузнецова[1,2]

[1]Институт физики металлов им. М. Н. Михеева, ул. С. Ковалевской, 18, Екатеринбург, 620108
[2]Уральский федеральный университет имени первого президента России Б. Н. Ельцина, ул. Мира, 19, Екатеринбург, 620002
[3]Институт физики полупроводников им. А. В. Ржанова СО РАН, пр. Акад. Лаврентьева, 13, Новосибирск, 630090
[4]Новосибирский государственный университет, ул. Пирогова, 2, Новосибирск, 630090
[5]Национальный исследовательский центр «Курчатовский институт», пл. Акад. Курчатова, 1, Москва, 123182
*danil.belyaev08@gmail.com

В работе рассмотрены янусовские структуры на основе $Ti_{1-y}Cr_y(Se_{1-x}S_x)_2$. Показана однофазность синтезированных монокристаллов. Одним из способов определения наличия янус-слоев в структуре может быть рамановская спектроскопия. По данным ARPES показано отсутствие бездисперсионной зоны, что свидетельствует об отсутствии самоинтеркалации металла, а также наличие дополнительной зоны, что может быть связано с формированием янус-слоев, содержащих хром.

Введение

Дихалькогениды переходных металлов MX_2 (M = = Ti, V, Zr, Nd, Mo, Hf; X = S, Se, Te) это широкий класс соединений с разнообразными физическими свойствами, например, сверхпроводимостью [1], волнами зарядовой плотности [2] и др. Данные материалы формируют слои X-M-X, которые соединяются между собой слабыми ван-дер-ваальсовыми связями. Существует два основных пути модификации свойств данных соединений: 1) замещение по подрешеткам металла и/или халькогена [3]; 2) интеркалация атомов или молекул в межслоевое пространство [4]. В работе [5] показано, что при замещении титана (Ti^{4+}) хромом (Cr^{3+}) в соединениях $Ti_{1-x}Cr_xSe_2$ происходит появление сверхстехиометричного металла, преимущественно Ti, в межслоевом пространстве для компенсации недостающих электронов. Таким образом, для предотвращения самоинтеркалации и сохранения квази-2D-структуры необходимо внесение дополнительных электронов в систему. При выполнении этого условия возможно полное замещение титана хромом [6] без генерации избыточного переходного металла.

Янусовские структуры можно отнести к новому классу 2D-материалов, в которых происходит нарушение зеркальной симметрии из-за различных атомов на каждой стороне их элементарной ячейки. Янус-структуры вызывают существенный научный интерес [7, 8] благодаря свойствам, возникающим из-за нарушения зеркальной симметрии, а именно образование скирмионов, гигантское спин-орбитальное расщепление Рашбы и уникальное экситонное поведение [9]. Это также позволяет расширить диапазон практического применения данных материалов по сравнению с дихалькогенидами переходных металлов [10]. Янус-структуры могут быть синтезированы на основе дихалькогенидов переходных металлов при замещении Se на S или наоборот, где структура S–M–Se представляет собой янусовский слой. При анализе зависимости ЭДС электрохимической ячейки $Li/Li^+/Ti(Se_{1-x}S_x)_2/Pt$ в работе [11] был выявлен рост энергии Ферми на величину до 0,5 эВ, как при замещении Se на S, так и при замещении S на Se. Поскольку замещение Se на S является изовалентным, то рост энергии Ферми может проявляться в связи с донорной природой янусовских структур, которая связана с изгибом решетки, так как атомы S меньше, чем атомы Se, и дополнительным лапласовым давлением, возникающим из-за изгиба слоев. Следовательно, можно ожидать, что янусовские структуры в соединениях $Ti_{1-y}Cr_y(Se_{1-x}S_x)_2$ позволят осуществить замещение Ti на Cr без самоинтеркалации. Однако остается неясным, какое количество электронов генерируется за счет одного янусовского слоя.

В работе впервые синтезированы монокристаллические образцы $Ti_{1-y}Cr_y(Se_{1-x}S_x)_2$ методом газотранспортных реакций из предварительно подготовленной поликристаллической шихты. Структура и фазовая чистота поликристаллов исследована при комнатной температуре методом порошковой рентгеновской дифракции. Химический состав монокристаллических образцов определялся с помощью EDAX анализа на сканирующем электронном микроскопе Quanta 200. Исследование колебательных свойств монокристаллов выполнено на рамановском спектре Confotec® Uno, оснащенным ПЗС-детектором с использованием лазера с длиной волны 532 нм. Исследование электронной структуры выполнено методом XPS и ARPES.

Результаты

Порошковая дифрактограмма и полнопрофильный анализ для соединения $Ti_{0,85}Cr_{0,15}(Se_{0,8}S_{0,2})_2$ показаны на рис. 1. По результатам полнопрофильного анализа показана однофазность, синтезированной системы. Пространственная группа соединения P-3m1 (№ 164), параметры элементарной ячейки a = 3,507 Å, c = 5,921 Å, уровень самоинтеркалации ~4,5%.

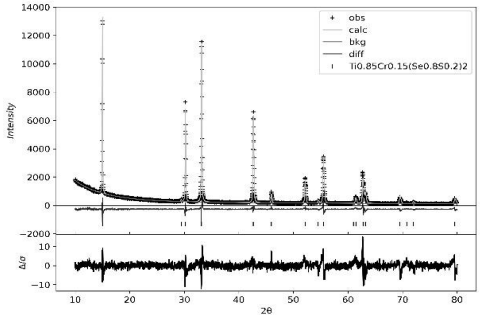


Рис. 1. Порошковая дифрактограмма для соединения $Ti_{0,85}Cr_{0,15}(Se_{0,8}S_{0,2})_2$

Типичный вид монокристалла, выросшего в процессе синтеза показан на рис. 2. Результаты EDX показали, что состав исследуемого монокристалла $Ti_{0,87}Cr_{0,13}(Se_{0,77}S_{0,23})_{1,87}$. Наблюдается небольшое отклонение от стехиометрического соотношения.

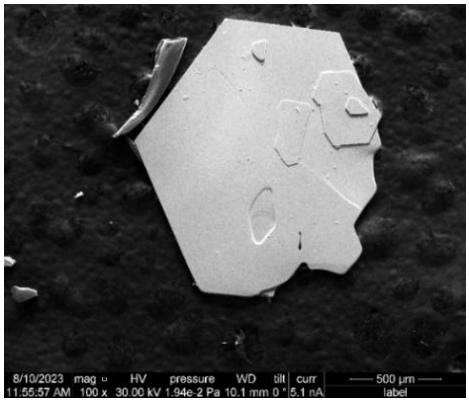


Рис. 2. СЭМ-изображение монокристалла $Ti_{0,85}Cr_{0,15}(Se_{0,8}S_{0,2})_2$

На рис. 3 показаны рамановские спектры для монокристаллов $TiSe_2$, TiSeS, TiS_2. Для диселенида и дисульфида титана наблюдаются характерные колебательные моды A_{1g} (внеплоскостная) и E_g (внутриплоскостная). На спектре сульфа-селенида титана наблюдается три рамановских пика. Первые два пика (133,41 см$^{-1}$ и 197,48 см$^{-1}$) близки по своим параметрам к $TiSe_2$. Третий пик на частоте ~ 253 см$^{-1}$, вероятнее всего, связан с образованием янус-структур и относится к пику A_{1g}, поскольку он расположен между характерными пиками A_{1g} для дисульфида и диселенида титана.

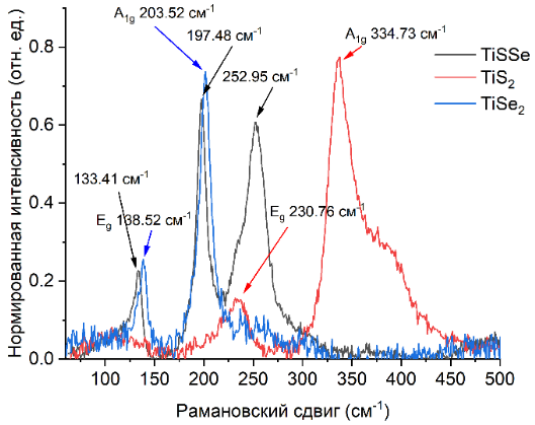


Рис. 3. Рамановские спектры монокристаллов $TiSe_2$, TiS_2 и TiSSe

На рис. 4 показаны данные ARPES для монокристалла $Ti_{0,85}Cr_{0,15}(Se_{0,8}S_{0,2})_2$ в направлении Г-М. Наблюдается дисперсионная зависимость, что свидетельствует о кристаллической квази-2D-структуре образцов и отсутствии самоинтеркалации. Также наблюдается наличие непрямозонной щели ~ 0,1 эВ. Помимо этого, наблюдается наличие смещенной зоны в валентной зоне в точке Г. Эта смещенная зона может быть связана с формированием янус-структур, содержащих Cr.

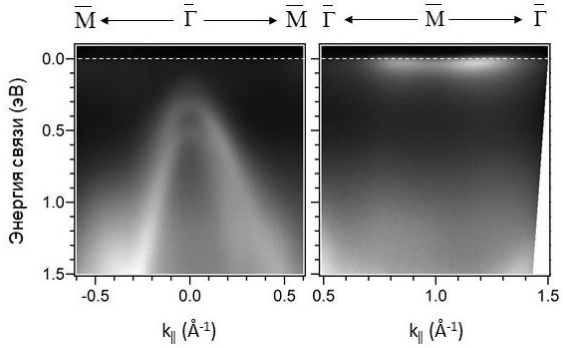


Рис. 4. ARPES для монокристалла $Ti_{0,85}Cr_{0,15}(Se_{0,8}S_{0,2})_2$

Выводы

Впервые синтезированы монокристаллы $Ti_{1-y}Cr_y(Se_{1-x}S_x)_2$ методом газотранспортных реакций. По результатам полнопрофильного анализа показана однофазность образцов и определены параметры элементарной ячейки. С помощью EDAX анализа был определен химический состав синтезированных монокристаллов. Получены рамановские спектры исследуемых соединений. Выделены колебания, которые могут соответствовать формированию янус-слоев. По данным ARPES показано отсутствие бездисперсионной зоны, что свидетельствует об отсутствии интеркалации металла в межслоевое пространство. Также показано наличие непрямозонной щели ~ 0,1 эВ.

Финансирование

Работа выполнена при поддержке гранта РНФ № 23-72-00067.

Литература

1. W. Shi, et al. // Scientific Reports. 2015. V. 5. P. 12534.
2. D. C. Miller, et al. // Physical Review. B. 2018. V. 97. P. 045133.
3. A. S. Shkvarin, et al. // Inorganic Chemistry. 2020. V. 59. P. 8543–8551.
4. N. Sirica, et al. // Physical Review. B. 2016. V. 94. P. 075141.
5. A. I. Merentsov // Journal of Electron Spectroscopy and Related Phenomena. 2010. V. 182. P. 70–75.
6. J. M. Tarascon, et al. // Physical Review. B. 1983. V. 28. P. 6397.
7. A. Kandemir, H. Sahin // Physical Review. B. 2018. V. 97. P. 155410.
8. J. Zhang, et al. // ACS nano. 2017. V. 11. P. 8192–8198.
9. D. B. Trivedi, et al. // Advanced materials. 2020. V. 32. P. 2006320.
10. Y. Lou, P. Lou // Physical Chemistry Chemical Physics. 2024. V. 26. P. 1443–1453.
11. A. N. Titov, et al. // Chemistry of Materials. 2021. V. 33. P. 8915–8925.

Логарифмическая релаксация скрытого состояния 1T-TaS_2

М. И. Блуменау[1,2,*], Е. В. Таркаева[1], А. Ю. Кунцевич[1]

[1]Физический институт им. П. Н. Лебедева РАН, Ленинский пр., 53, Москва, 119991
[2]НИУ «Высшая школа экономики», ул. Мясницкая, 20, Москва, 101000
*m.blumenau@lebedev.ru

В данной работе исследуется релаксация скрытого состояния 1T-TaS_2. При возбуждении образца сильным лазерным или электрическим импульсом при низких температурах наблюдается переход в так называемое скрытое состояние, в котором сопротивление ниже, чем до воздействия. При температурах выше 80 К релаксация в состояние с соизмеримой волной зарядовой плотности происходит за несколько десятков секунд. Показан логарифмический ход релаксации при малых временах (до 1 мкс – 1 мс).

Введение

1T-TaS_2 – слоистый дихалькогенид переходного металла, испытывающий серию фазовых переходов [1]. При температуре около 160 К при охлаждении он испытывает фазовый переход из состояния с почти соизмеримой волной зарядовой плотности в состояние с соизмеримой волной зарядовой плотности, сопровождаемый резким увеличением сопротивления. При возбуждении образца сильным лазерным или электрическим импульсом при низких температурах наблюдается переход в так называемое скрытое состояние, в котором сопротивление ниже, чем до воздействия. При температурах выше 30 К образец релаксирует обратно в состояние с соизмеримой волной зарядовой плотности за сотни секунд [2]. При температурах выше 80 К этот процесс происходит гораздо быстрее, занимая несколько десятков секунд. В литературе отсутствовали детальные исследования динамики релаксации сопротивления в 1T-TaS_2 при температурах выше 70 К.

Методика

Для измерений реализован вариант методики накачка-зондирование с лазерной накачкой и детектированием по сопротивлению [3]. Накачка осуществлялась при помощи перестраиваемой лазерной системы Light Conversion, основанной на иттербиевом лазере Pharos. Данная система позволяет получать 251 фс импульсы с длиной волны 1030 нм. Зондирование производится коротким (от 1 до 50 нс) импульсом прямоугольной формы регулируемой амплитуды, получаемым при помощи генератора, синхронизированного с лазером через счетчик импульсов. Прохождение зондирующего импульса через образец измеряется в согласованной на 50 Ом цепи с помощью цифрового осциллографа. Задержка может быть задана цифровым образом от наносекунд до секунд. Образец располагается в безжидкостном оптическом криостате. Отработанная методика позволяет изучать релаксацию сопротивления образцов.

Результаты

Получены зависимости сопротивления 1T-TaS_2 во временном диапазоне от единиц наносекунд до сотни секунд при различных температурах. На рис. 1 приведены кривые релаксации при температурах от 80 К до 150 К. Наблюдается сильная температурная зависимость времени релаксации.

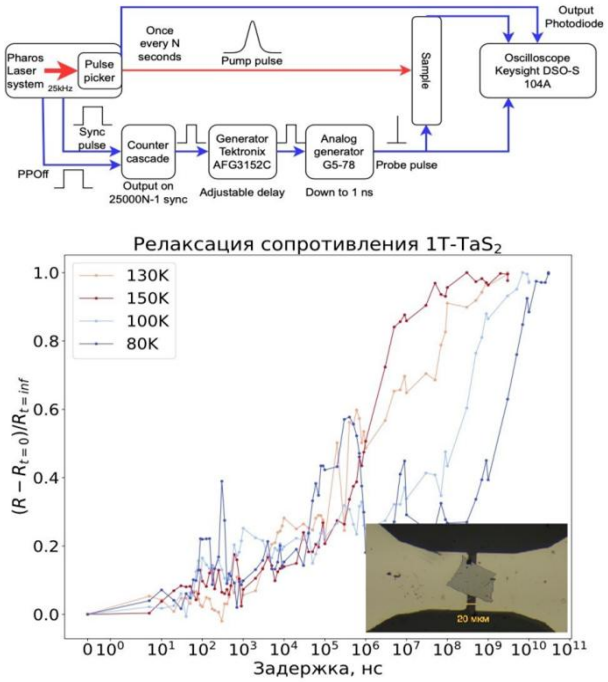


Рис. 1. Измерительная схема (сверху), кривые релаксации при температурах 80–150 К (по оси абсцисс масштаб логарифмический) и фотография образца (на вставке)

Выводы

При исследовании релаксации 1T-TaS_2 при температурах выше 80 К был обнаружен ее логарифмический характер на малых временах (1 мкс – 1 мс в зависимости от температуры). Данное поведение является атрибутом фазы электронного стекла.

Финансирование

Работа поддержана грантом РНФ № 23-12-00340.

Литература

1. W. Wen, C. Dang, and L. Xie // Chinese Physics. B. V. 28. P. 058504 (2019).
2. I. Vaskivskyi, J. Gospodaric, et al. // Science Advances, V. 1. e1500168 (2015).
3. M. I. Blumenau, and A. Y. Kuntsevich // Arxiv, 2023. https://arxiv.org/abs/2309.07883.

Сдвиговые токи в полупроводниковых структурах разной размерности с учетом кулоновского взаимодействия

Г. В. Будкин, Е. Л. Ивченко

Физико-технический институт им. А. Ф. Иоффе, ул. Политехническая, 26, Санкт-Петербург, 194021

Разработана теория сдвиговых токов, возникающих при прямых оптических переходах, с учетом кулоновского взаимодействия между фотоэлектроном и фотодыркой. Получены аналитические формулы для расчета фототоков при возбуждении выше края поглощения. Проведен расчет сдвиговых токов для объемных кристаллов с тетраэдрической симметрией, а также для двумерных структур на основе монослоев дихалькогенидов переходных металлов. Показано, что учет кулоновского взаимодействия приводит к увеличению сдвиговых токов.

В полупроводниковых структурах без центра инверсии могут возникать постоянные токи, когда систему выводят из теплового равновесия, даже если среднее значение внешней силы или возбуждения равно нулю. В макроскопически однородных системах генерация постоянного тока возможна вследствие смещения волновых пакетов блоховских электронов в реальном пространстве при квантовых переходах при условии, что элементарная ячейка кристаллической решетки не обладает центром инверсии. Такие токи принято называть сдвиговыми фототоками [1].

Нами представлены результаты теоретического исследования сдвиговых токов при прямых переходах между валентной зоной и зоной проводимости с учетом кулоновского взаимодействия между фотоэлектроном и фотодыркой. Построена детальная микроскопическая теория сдвиговых токов в системах размерности 2D и 3D, которая позволяет точно учесть кулоновское взаимодействие. Получены общие аналитические формулы для расчета токов при возбуждении выше края поглощения, выраженные в терминах, связанных с резонансными переходами между основным состоянием (вся валентная зона заполнена, а зона проводимости пустая) и экситонами свободного спектра. Показано, что влияние кулоновского взаимодействия на сдвиговые токи проявляется в меру модификации путем кулоновского притяжения электрон-дырочных пар, а также явного вида матричных элементов для прямых переходов.

В качестве модельной системы рассмотрена генерация сдвиговых фототоков, индуцированных линейно поляризованным излучением в объемных полупроводниках с тетраэдрической симметрией кристаллической ячейки при переходах между валентной зоной и зоной проводимости. Получены частотные зависимости фототоков и показано, что в данной модели происходит усиление сдвиговых фототоков, которое в точности совпадает с фактором Зоммерфельда, возникающим при учете экситонных эффектов для расчета оптического поглощения.

Расчет сдвиговых фототоков также проведен и для двумерных структур на основе монослоев дихалькогенидов переходных металлов при фотовозбуждении носителей заряда из валентной зоны в зону проводимости при нормальном падении излучения. Ранее в работе [2] был предсказан баллистический фототок, возникающий при возбуждении двумя источниками излучения: циркулярно поляризованного, который приводит к селективному заселению долин $\boldsymbol{K}$ и $\boldsymbol{K'}$, и линейно поляризованного, приводящего к электрическому току. В данной работе показано, что при прямых переходах возможна генерация фототока при возбуждении только одним источником света линейной поляризации. Продемонстрировано, что учет кулоновского взаимодействия приводит к большей величине сдвигового тока в данных структурах.

Финансирование

Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда (грант № 22-12-00211).

Литература

1. V. I. Belinicher, E. L. Ivchenko, and B. I. Sturman. Kinetic theory of the displacement photovoltaic effect in piezoelectrics // Zh. Eksp. Teor. Fiz. 83. 649 (1982) [JETP. 56, 359 (1982)].

2. M. V. Entin, L. I. Magarill, and V. M. Kovalev. Photogalvanic effect in monolayer transition metal dichalcogenides under double illumination // Journal of Physics: Condensed Matter. 31. 325302 (2019).

Туннельные переходы «квантовая точка – графен»

Р. Э. Кулик[1], Г. М. Максимова[1], D. Cunha[2], M. I. Vasilevskiy[2], В. А. Бурдов[1,*]

[1]Нижегородский государственный университет им. Н. И. Лобачевского, пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603022
[2]Centre of Physics – CF-UM-UP, Minho University, Braga, Portugal
*burdov@phys.unn.ru

Теоретически (численно) обнаружена зависимость скорости туннелирования из квантовой точки сферической формы в графен от степени близости импульсов электрона в начальном (в квантовой точке) и конечном (в графене) состояниях. Показано, что туннелирование резко подавляется, если плотность распределения по импульсам электрона в квантовой точке локализована в окрестности центра зоны Бриллюэна – даже при стремящемся к нулю расстоянии между квантовой точкой и листом графена.

Введение

Современные технологии микро(нано)электроники позволяют комбинировать на единой платформе полупроводниковые объекты разной размерности. Так, в работе [1] исследовалась туннельная динамика носителей между 0D- и 2D-объектами – квантовыми точками и двумерным электронным газом. Туннельная связь электронов в квантовой точке с окружением позволяет контролировать, в частности, зарядовое состояние самой квантовой точки. Скорость туннельного перехода определяется перекрытием волновых функций в квантовой точке и в контактирующем с ней резервуаре и, как показывают эксперименты, сильно зависит от степени «согласованности» электронного импульса в начальном и конечном состояниях [2, 3]. Перекрытие волновых функций может быть исследовано экспериментально методами магнитотуннельной спектроскопии, позволяющей контролируемым образом задавать разную локализацию волновых функций двух квантовых систем в импульсном пространстве.

Результаты

В работе рассматривается туннельное взаимодействие полупроводниковой квантовой точки (нанокристалла), осажденной на лист графена, с самим листом графена. В частности, рассчитывается скорость электронного туннельного перехода из квантовой точки в графен для разных типов начальных состояний электрона в квантовой точке, соответствующих разным распределениям электронной волновой функции в импульсном пространстве. Для расчета скорости используется стандартная теория возмущений в форме «золотого правила» квантовой механики:

$$\tau^{-1} = \frac{2\pi}{\hbar}\sum_{\mathbf{k},\sigma}\left|W\left(\mathbf{k}\right)\right|^2 \delta\left(\varepsilon_n - \varepsilon\left(\mathbf{k}\right)\right),$$

где $W(\mathbf{k})$ – матричный элемент туннельного перехода электрона из своего (начального) n-го состояния в квантовой точке с энергией ε_n в конечное состояние в графене, характеризуемое двумерным волновым вектором $\mathbf{k}$ и энергией $\varepsilon(\mathbf{k})$. Суммирование ведется по всем возможным конечным состояниям (с учетом спина). При этом предполагается, что конечное электронное состояние в графене всегда описывается блоховской волной с волновым вектором, локализованном в некоторой малой окрестности K-точки в зоне Бриллюэна, а энергия электрона в начальном состоянии в квантовой точке расположена несколько выше, чем дираковская точка в графене. Волновые функции электрона, как в графене, так и в квантовой точке, рассчитываются, фактически, исходя из метода сильной связи. Характерные параметры атомных волновых функций $2p_z$-состояния в графене заимствованы из работы [4]. Предполагается также, что квантовая точка образована полупроводниковым соединением, кристаллизующимся в структурном типе вюрцита (например, CdSe).

Выполненный расчет скорости туннельного перехода продемонстрировал сильную зависимость скорости от типа начального состояния. В частности, для нанокристаллов, построенных на основе полупроводниковых соединений со структурным типом вюрцита, значение скорости туннельного перехода в случае, когда электронная волновая функция нанокристалла в импульсном пространстве концентрируется в области K-точки, превышает на несколько порядков значения скорости туннелирования в случае, когда электронная волновая функция в нанокристалле сосредоточена, например, в окрестности Г-точки. Таким образом, имеет место эффект сильного подавления туннелирования в случае существенной разницы в значениях импульса электрона в нанокристалле и графене, подобно тому, как подавляются излучательные межзонные переходы в непрямозонных полупроводниках или наноструктурах на их основе. Напротив, близость значений импульса в начальном и конечном состояниях позволяет резко повысить скорость туннельного перехода.

Финансирование

Работа была поддержана Министерством науки и высшего образования РФ (государственное задание № FSWR-2023-0035).

Литература

1. R. Korsch, C. Ebler, G. N. Nguyen, S. Scholz, A. D. Wieck, A. Ludwig // Phys. Rev. B. 2020. V. 102. P. 035413.

2. Beckel, D. Zhou, B. Marquardt, D. Reuter, A. D. Wieck, M. Geller, A. Lorke // Appl. Phys. Lett. 2012. V. 100. P. 232110.

3. D. Zhou, A. Beckel, A. Ludwig, A. D. Wieck, M. Geller, A. Lorke // Appl. Phys. Lett. 2015. V. 106. P. 243105.

4. N. Sule, I. Knezevic // J. Appl. Phys. 2012. V. 112. P. 053702.

Атомарно-тонкие органо-неорганические 2D-полупроводники на основе AIIBVI: от синтеза в коллоидных системах к спин-поляризованным экситонам

Р. Б. Васильев

Химический факультет МГУ им. М. В. Ломоносова, Ленинские горы, 1, стр. 3, Москва, 119991
Факультет наук о материалах МГУ им. М. В. Ломоносова, Ленинские горы, 1, стр. 3, Москва, 119991
romvas@inorg,chem.msu.ru

В работе представлен новый класс 2D-полупроводниковых материалов: атомарно-тонкие органо-неорганические 2D-полупроводники на основе AIIBVI, полученные в коллоидных системах. Представлены методы синтеза наноструктур таких полупроводников для халькогенидов кадмия и цинка с различными лигандами, в том числе энантиомерными; приведен анализ кристаллической структуры и морфологии и детально рассмотрены свойства двумерных экситонов.

Введение

Двумерные (2D) полупроводниковые наноструктуры проявляют сильные экситонные эффекты из-за уменьшенного диэлектрического экранирования и усиленного кулоновского взаимодействия, что делает их потенциальными кандидатами для новых оптоэлектронных и фотонных приложений [1]. Повышение совершенства методов роста наноструктур, например, метода молекулярно-лучевой эпитаксии (МЛЭ), позволяет создавать 2D-полупроводниковые структуры с точностью задания толщины на уровне единиц нанометров. Предельно тонкие 2D-структуры также могут быть получены эксфолиацией слоистых соединений, таких как дихалькогениды переходных металлов. Удивительно, но атомарно-прецизионная точность задания толщины для 2D-наноструктур классических полупроводников AIIBVI может быть достигнута в химическом методе синтеза в коллоидных системах. В докладе представлен новый тип 2D-полупроводниковых наноструктур – атомарно-тонкие (менее 1 нм) халькогениды кадмия и цинка, выращенные в коллоидных системах, с прецизионно заданной толщиной на уровне единиц атомных плоскостей и протяженными латеральными размерами (до 500 нм), отвечающие составу [M(n+1)E(n)L(2)], где M = Cd или Zn, E = S, Se или Te, L – органический лиганд X-типа в анионной форме, *n* – число монослоев [2]. Гибридный органо-неорганический состав таких наноструктур открывает новые возможности для индуцирования заданных свойств путем взаимодействия неорганического ядра и органических лигандов. Представлен случай энантиомерных L-/D-лигандов, приводящих к хиральным наноструктурам [3] со спин-поляризованными двумерными экситонами, проявляющимися при комнатной температуре, что может иметь новые интригующие приложения. Рассмотрены подходы к росту таких атомарно-тонких халькогенидов кадмия и цинка в коллоидных системах, результаты анализа их состава и кристаллической структуры, а также исследования оптических и хирооптических свойств.

Результаты

Атомарно-тонкие (менее 1 нм) наноструктуры халькогенидов кадмия и цинка выращены в коллоидных системах. Использована коллоидная система ацетат кадмия (цинка) / октадецен / олеиновая кислота / олеиламин [4, 5] в интервале температур 110–250 °C. Непосредственно после роста наноструктуры покрыты нативными лигандами длинноцепочечной олеиновой кислоты. Для гибридизации наноструктур с хиральными лигандами разработан протокол замены нативного лиганда олеиновой кислоты на стереоизомеры L-/D-цистеина и N-ацетил-L-/D-цистеина. Детальное исследование наноструктур с использованием методов HRTEM, HAADF-STEM, SAED, XRD показало структуру цинковой обманки для CdTe и CdSe и структуру вюрцита для ZnSe с составом [Mn+1EnL2] (M-цинк или кадмий, E-халькоген, L – органический лиганд, *n* – число атомных плоскостей). По результатам ПЭМ наблюдались четко ограненные листы наноструктур с латеральными размерами до 500 нм (рис. 1, *а*).

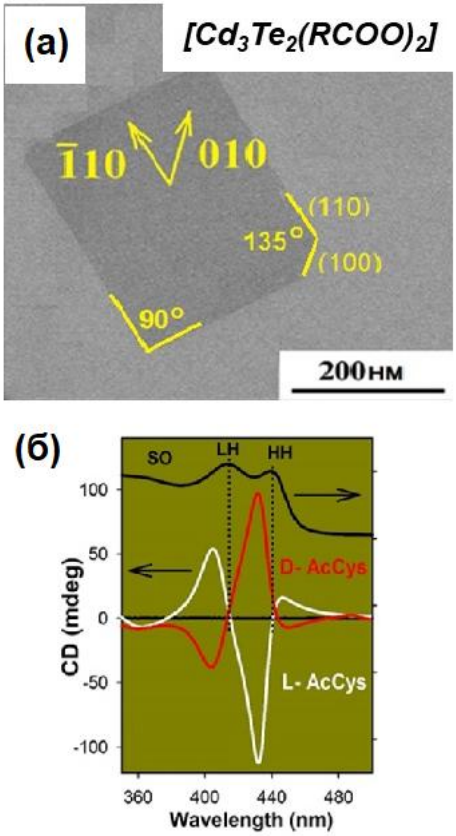


Рис. 1. ПЭМ-изображение единичной наноструктуры теллурида кадмия (*а*). Спектры кругового дихроизма наноструктур селенида кадмия с энантиомерами N-ацетил-L-/D-цистеина (*б*). Черной линией показан спектр поглощения

Рекордно узкие (ширина 8–10 нм) экситонные переходы с участием тяжелой дырки HH, легкой дырки LH и спин-орбитальной дырки SO наблюдались в спектре поглощения наноструктур как халькогенидов кадмия, так и селенида цинка при комнатных температурах вместе с полосой узкой экситонной люминесценции в спектрах люминесценции. Сильное батохромное смещение до 200 мэВ экситонных полос при замене нативной олеиновой кислоты на тиолатные лиганды свидетельствует о сильной гибридизации тиолатной группы лиганда и неорганического ядра наноструктуры. Хироптические свойства наноструктур исследованы методом КД-спектроскопии и оптического вращения. Спектры КД показывают выраженные знакопеременные полосы, коррелирующие с переходами LH, HH и SO в спектрах поглощения, что подтверждает экситонную природу полос КД (рис. 1, *б*). Замена L-энантиомера лиганда на D-энантиомер инвертирует знак подобно зеркальному отображению с тем же спектральным положением и интенсивностью полос, что подтверждает влияние лиганда на индуцированное предпочтение в поглощении правой или левой круговой поляризации света. Мы обнаружили максимальный g-фактор диссимметрии 0,03, что является самым высоким ранее опубликованным значением для полупроводниковых наночастиц и наноструктур AIIBVI с энантиомерными лигандами. Методом магнитного кругового дихроизма установлено внутреннее магнитное поле до 2 Тл при комнатной температуре. Обсуждается модель индуцированной хиральности экситонов Ванье – Мотта в геликоидальном потенциале энантиомерных лигандов, которая была подтверждена анализом влияния полярности растворителя, оптического вращения и моделирования координации лигандов, показавшем геликоидальное искажение кристаллической структуры неорганического ядра наноструктуры.

Выводы

Продемонстрирован новый класс 2D-полупроводниковых материалов: атомарно-тонкие органо-неорганические 2D-полупроводники на основе AIIBVI, полученные в коллоидных системах. Представленые результаты анализа оптических и хироптических свойств, показавшие управляемые рекордно узкие экситонные полосы, демонстрируют большой потенциал данных полупроводниковых наноструктур для приложений в фотонике и оптоэлектронике.

Финансирование

Работа выполнена при поддержке гранта РНФ № 22-13-00101.

Литература

1. T. Mueller, E. Malic // npj 2D Mater Appl. 2018. 2. P. 29.
2. R. B. Vasiliev, E. P. Lazareva, Karlova, et al. // Chem. Mater. 2018. 30. P. 1710–1717.
3. D. A. Kurtina, A. V. Garshev, I. S. Vasil’eva, et al. // Chem. Mater. 2019. 31. P. 9652–9663.
4. D. A. Kurtina, V. P. Grafova, et al. // Materials. 2023. 16. P. 1073.
5. D. A. Kurtina, et al. // Materials. 2024. 17. P. 237.

Pin-фотодиоды на основе эпитаксиальных гетероструктур $In_{0,83}Ga_{0,17}As/InP$ с метаморфными буферными слоями

Е. И. Василькова[1,*], Е. В. Пирогов[1], К. Ю. Шубина[1], О. В. Баранцев[1], К. О. Воропаев[2], А. А. Васильев[2], Л. Я. Карачинский[1,3], И. И. Новиков[1,3], М. С. Соболев[1]

[1]СПбАУ РАН им. Ж. И. Алферова, ул. Хлопина, 8, к. 3, Санкт-Петербург, 194021
[2]АО «ОКБ-Планета», ул. Большая Московская, 13 а, пом. 1 н, Великий Новгород, 173004
[3]Университет ИТМО, Кронверкский пр., 49, лит. А, Санкт-Петербург, 197101
*elenvasilkov@gmail.com

Продемонстрирована возможность создания pin-фотодиодов спектрального диапазона 2,2 – 2,6 мкм на основе наногетероструктур InAlAs/$In_{0,83}Ga_{0,17}As$/InP, полученных методом молекулярно-пучковой эпитаксии. Исследованы вольт-амперные и вольт-фарадные характеристики кристаллов pin-фотодиодов, получен вид распределения носителей заряда по структуре. Основные электрофизические параметры кристаллов pin-фотодиодов составили: темновой ток ~ 300 нА при напряжении смещения –10 мВ, шунтирующее сопротивление ~ 25 кОм, барьерная емкость ~ 14 пФ.

Введение

Фотодетекторы ближнего инфракрасного диапазона на основе гетероструктур InGaAs/InP находят множество применений в приборах ночного видения, спектроскопии газов и органических веществ и др. [1]. Длинноволновая граница диапазона спектральной чувствительности таких фотодетекторов на сегодняшний день доходит до 2,6 мкм в результате использования в активной области твердых растворов InGaAs с содержанием индия 82–83%. Однако материалы $In_{0,83}Ga_{0,17}As$ и InP имеют довольно большое рассогласование параметров кристаллической решетки, составляющее около 2%. Добиться высокого качества активной области позволяют метаморфные буферные слои, т. е. слои из полупроводниковых материалов с переменным составом в направлении эпитаксиального роста, используемые в качестве промежуточных между подложкой и активными слоями. Метаморфная структура буферных слоев обеспечивает постепенный переход от постоянной решетки используемой подложки к постоянной решетке материала активной области. При этом такие буферные слои способны затормозить прорастание дислокаций в активную область. Основными техническими преимуществами фотодетекторов $In_xGa_{1-x}As/InP$ с x ~ 82–83%, сформированных на гетероструктурах с метаморфными буферными слоями, являются низкие темновые токи, большие шунтирующие сопротивления, и, как следствие, высокая обнаружительная способность [2].

Ранее авторами данной работы методом молекулярно-пучковой эпитаксии (МПЭ) на установке Riber MBE49 были получены метаморфные гетероструктуры с активной областью $In_{0,83}Ga_{0,17}As$ на подложках фосфида индия [3]. Метод МПЭ роста полупроводниковых гетероструктур позволяет с высокой точностью варьировать композиционный состав буферных слоев. Было показано, что подобные структуры характеризуются высокой степенью релаксации упругих напряжений и низкой плотностью дислокаций в активном слое.

Результаты

В рамках настоящего исследования методом МПЭ на легированных подложках InP была получена полупроводниковая гетероструктура фотодиодного типа с активной областью $In_{0,83}Ga_{0,17}As$ толщиной ~ 1,5 мкм и метаморфными буферными слоями суммарной толщиной ~ 2 мкм. Метаморфные буферные слои представляли собой слои $In_yAl_{1-y}As$ с линейным градиентом состава по индию y от 52% до 86% и периодическими вставками тонких сверхрешеток InAs/InAlAs. Буферные слои легировались кремнием (n^+), а контактные слои общей толщиной ~ 0,6 мкм – бериллием (p^+). На данных гетероструктурах методами стандартной фотолитографии были сформированы кристаллы pin-фотодиодов с диаметром фоточувствительной площадки 140 мкм, изображенные на рис. 1, которые затем исследовались при комнатной температуре с помощью ряда электрофизических методов. Типичная темновая вольт-амперная характеристика образцов в диапазоне напряжений смещения от –1 до 0,5 В представлена на рис. 2.

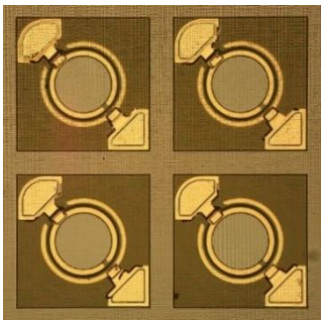


Рис. 1. Фотография кристаллов pin-фотодиодов

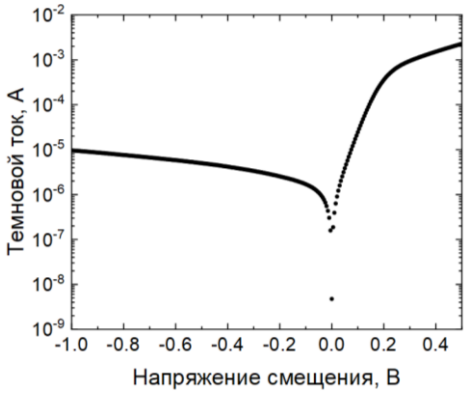


Рис. 2. Типичная темновая вольт-амперная характеристика кристаллов pin-фотодиодов при T = 300 K

Обратной ветви вольт-амперной характеристики соответствуют малые темновые токи: ~10 мкА при обратном напряжении смещения 1 В и ~300 нА при 10 мВ. Шунтирующее сопротивление, рассчитанное в соответствии с общепринятым подходом при напряжении смещения 10 мВ, составило ~25 кОм.

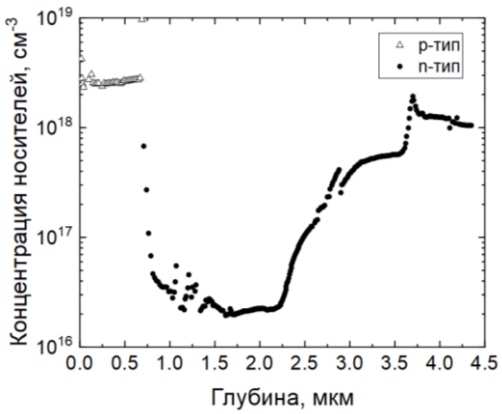


Рис. 3. Распределение концентрации носителей заряда по глубине структуры

Кристаллы pin-фотододов также исследовались методами стандартного и электрохимического вольт-фарадного профилирования. Распределение носителей заряда по структуре, представленное на рис. 3, характерно для pin-перехода, где в качестве *i*-области выступает слабо легированный кремнием (n^-) слой $In_{0,83}Ga_{0,17}As$. Измеренная концентрация носителей заряда в *i*-области составила ~$2{,}5\cdot10^{16}$ см$^{-3}$. Толщины областей каждого типа носителей соответствуют толщинам контактных, активных и метаморфных буферных слоев, заложенным в ростовую программу. Наблюдаемые в области буферных слоев пики электронной концентрации предположительно связаны со вставками InAs/InAlAs.

Выводы

В данной работе были продемонстрированы кристаллы pin-фотодиодов спектрального диапазона 2,2–2,6 мкм на основе гетероструктур In(Al)GaAs/InP, полученных методом МПЭ. Конструктивной особенностью предложенных гетероструктур является включение метаморфных буферных слоев InAlAs для последующего малонапряженного роста активной области $In_{0,83}Ga_{0,17}As$. Малые темновые токи и емкости полученных кристаллов pin-фотодиодов свидетельствуют об успешном торможении прорастающих дислокаций в метаморфных буферных слоях. Относительно низкая концентрация носителей в активной области может способствовать высокой фоточувствительности.

Финансирование

Исследование выполнено при финансовой поддержке Российского научного фонда в рамках научного проекта № 22-79-00146.

Литература

1. И. Д. Бурлаков и др. // УПФ. 2014. Т. 2, № 2. С. 131.
2. X. Y. Chen, et al. // Infrared Phys Technol. 2018. V. 89. P. 381–386.
3. Е. И. Василькова и др. // Конденсированные среды и межфазные границы. 2023. Т. 25, № 1. С. 20–26.

Межзонная фотолюминесценция в нитевидных нанокристаллах InAsN/Si

М. Я. Винниченко[1,*], Р. В. Устименко[1], Д. А. Караулов[1], Д. А. Фирсов[1], А. К. Кавеев[2], В. В. Федоров[1], А. М. Можаров[1], И. С. Мухин[1]

[1]Санкт-Петербургский политехнический университет Петра Великого, ул. Политехническая, 29, Санкт-Петербург, 195251
[2]Алфёровский Университет, ул. Хлопина, 8, корп. 3А, Санкт-Петербург, 194021
*mvin@spbstu.ru

Методом молекулярно-пучковой эпитаксии впервые получены нитевидные нанокристаллы (ННК) InAsN на подложке Si(111) как в случае беззародышевого роста, так и в геометрии структуры «ядро/оболочка». Показано, что внедрение азота в структуру ННК возможно в количестве 0,5–0,7%. Введение азота уменьшает ширину запрещенной зоны Eg по сравнению с исходными ННК InAs. Пики межзонной фотолюминесценции ННК InAsN испытывают красный сдвиг относительно ННК InAs, что указывает на уменьшение Eg, которое можно объяснить изменением электронной структуры ННК в результате внедрения азота и расщепления зоны проводимости.

Введение

Полупроводниковые нитевидные нанокристаллы (ННК) на основе A_3B_5 имеют большие перспективы в качестве платформы для эффективных гибких электронных устройств, таких как сенсоры, фотодетекторы, светодиоды и транзисторы. Высокое отношение поверхности к объему ННК обеспечивает упругую релаксацию напряжений, что позволяет формировать аксиальные и радиальные гетероструктуры ННК с использованием материалов с высоким несоответствием решеток. Характеристики инфракрасных фотодетекторов можно улучшить путем уменьшения объема активной области детектора на основе ННК, что приведет к уменьшению теневого тока. Рост ННК на кремнии определяют перспективность интеграции массивов ННК с существующей кремниевой технологией.

Использование InAs представляет значительный интерес для разработки оптоэлектронных устройств инфракрасного диапазона на основе ННК из-за узкой запрещенной зоны и высокой подвижности электронов в InAs. ННК на основе InAs имеют тенденцию кристаллизоваться в метастабильную структуру вюрцита (WZ) с большей запрещенной зоной по сравнению со структурой цинковой обманки (ZB), характерной для объемного материала. Однако ИК-детекторы на основе таких ННК имеют ограниченную спектральную чувствительность, смещенную в сторону более коротких волн, по сравнению с приборами на основе тонкопленочных материалов. Одним из перспективных способов расширения рабочего спектрального диапазона фотоприемников ННК на основе InAs является переход на разбавленные нитридные твердые растворы InAsN. Внедрение азота приводит к расщеплению зоны проводимости и уменьшению E_g [1]. В отличие от большинства полупроводниковых растворов A_3B_5, в слабых нитридных растворах сужение запрещенной зоны сопровождается уменьшением постоянной решетки. В результате в нитридных растворах возможен контроль E_g и постоянной решетки, что открывает новые возможности для управления деформациями и шириной запрещенной зоны. Кроме того, слабые нитридные растворы демонстрируют сильное изменение эффективной массы электронов.

Исследуемые образцы и экспериментальная установка

Методом МПЭ на подложках Si было изготовлено несколько различных массивов ННК: чистые ННК InAs, ранее не синтезировавшиеся ННК азотсодержащего твердого раствора InAsN на зародыше InAs и ННК InAs-ядро / InAsN-оболочка.

Спектры фотолюминесценции (ФЛ) структур при различных уровнях оптической накачки излучением с длиной волны 1064 нм при криогенных температурах были получены при помощи фурье-спектрометра.

Результаты

На рис. 1 приведены спектры ФЛ ряда образцов: исходных ННК InAs, ранее не синтезированных ННК твердого раствора InAsN, сформированных при различных температурах роста, а также гетероструктур ННК InAs-ядро / InAsN-оболочка. Каждый спектр представляет собой один широкий несимметричный пик или два пика межзонной ФЛ.

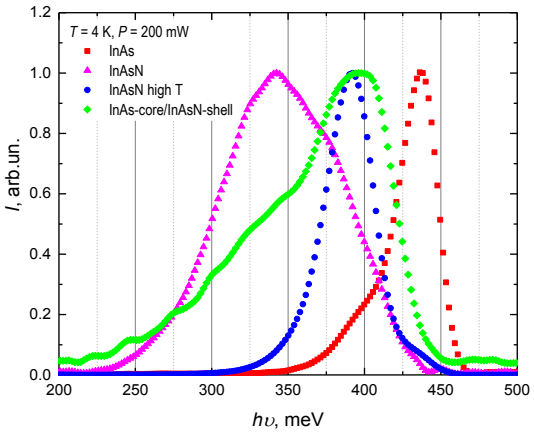


Рис. 1. Нормированные спектры ФЛ-образцов ННК при T = 4 К и одинаковой мощности оптической накачки

Энергия кванта высокоэнергичного пика чистых ННК InAs в районе 440 мэВ лежит между значениями ширины запрещенной зоны сфалеритной (415 мэВ) и вюрцитной (около 450 мэВ) фаз InAs, что подтверждает формирование в ННК политипа с преобладанием гексагональной фазы WZ. Низкоэнергичный пик в

районе 400 мэВ связан с островками кубической фазы ZB. Как было показано ранее [2], случайное распределение дефектов упаковки может привести к красному смещению спектра ФЛ по сравнению со значением запрещенной зоны вюрцитной фазы.

Спектры ФЛ-образцов с добавлением азота в структуру ННК испытывают смещение в сторону малых энергий кванта, что подтверждает влияние азота на величину E_g (рис. 1). Смещение низкоэнергичного пика в сторону малых энергий подтверждает внедрение азота в паразитные островки сфалеритной фазы. С увеличением концентрации азота спектры ФЛ ННК испытывают большее красное смещение.

Спектры гетероструктурированных ННК InAs-ядро / InAsN-оболочка имеют то же положение высокоэнергичного пика, что и ННК InAsN.

Увеличение сдвига пиков в сторону меньших энергий кванта для образцов с большим содержанием азота дополнительно подтверждает, что внедрение азота приводит к сужению запрещенной зоны. Увеличение ширины пиков ФЛ ННК InAsN может быть объяснено неоднородностью состава раствора по массиву ННК или расщеплением зоны проводимости, что также наблюдается в других слабых нитридных растворах A_3B_5.

Также стоит отметить, что внедрение азота в ННК InAs подавляет осевой и радиальный рост из-за образования нежелательного квазидвумерного слоя. Более того, добавление азота снижает долю гексагональной фазы в ННК InAsN в пользу большего количества включений кубической фазы. Поэтому для получения наноструктур на основе ННК, свободных от паразитного квазидвумерного слоя и меньшего количества вюрцитной фазы, полезно использовать ННК, имеющие структуру ядро-оболочка InAs/InAsN.

С увеличением температуры пики в спектрах ФЛ всех образцов испытывают красное смещение, согласно закону Варшни [3], что подтверждает соответствие пиков ФЛ межзонным переходам в кубической и гексагональной фазах. Увеличение мощности оптической накачки приводит к небольшому сдвигу спектра в сторону больших энергий кванта (рис. 2).

Следует отметить, что внедрение азота в матрицу A_3B_5, выращенную при оптимальной для данной матрицы температуре, очень мало. Поэтому для эффективного внедрения азота температуру роста снижают (см. кривую InAsN high T на рис. 1). С другой стороны, хорошо известно, что низкая температура роста приводит к образованию точечных дефектов, которые приводят к безызлучательной рекомбинации. Отметим, что рост InAsN может быть достигнут при более высоких температурах, например, по сравнению с InAsSb, что может привести к более высокому качеству материала и повышению эффективности работы устройства на его основе.

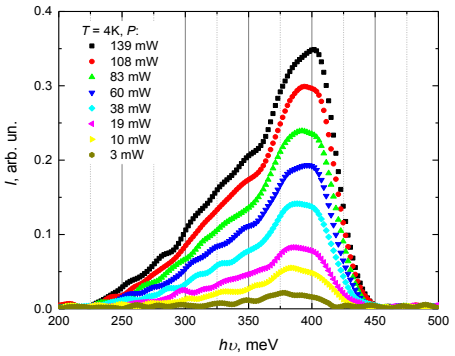


Рис. 2. Спектр ФЛ ННК InAs-core/InAsN-shell при различных уровнях оптической накачки

Выводы

Показано, что возможно формирование ранее не синтезировавшихся ННК твердого раствора InAsN с содержанием азота порядка 0,5–0,7%, а также исследованы оптические свойства этих ННК. Положение пиков ФЛ ННК соответствует межзонной рекомбинации в кубической и гексагональной фазах.

Внедрение атомов азота и формирование разбавленных азотсодержащих твердых растворов в ННК InAsN позволяет добиться уменьшения ширины запрещенной зоны, что позволяет расширить диапазон спектральной чувствительности детектора. Обнаружено, что добавка азота влияет на электронную структуру InAsN как в гексагональной, так и в кубической фазах, приводя к уменьшению ширины запрещенной зоны на 40 мэВ при доле азота 0,7%.

Таким образом, ННК на основе InAs и InAsN являются перспективным материалом для создания фотоприемников и светоизлучающих устройств гибкой электроники, работающих в среднем ИК-диапазоне спектра.

Финансирование

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда № 22-19-00494.

Литература

1. J. Wu, et al. // Semicond. Sci. Technol. 2002. V. 17. P. 860–869.

2. V. Fedorov, et al. // ACS Appl. Nano Mater. 2023. V. 6, no. 7. P. 5460–5468.

3. Y. P. Varshni // Physica. 1967. V. 34, no. 1. P. 149–154.

Влияние подсветки на адмиттансные характеристики МДП-структур на основе nBn со сверхрешеткой в барьерной области

А. В. Войцеховский[1,*], С. М. Дзядух[1], Д. И. Горн[1], С. А. Дворецкий[1,2], Н. Н. Михайлов[1,2], Г. Ю. Сидоров[2], М. В. Якушев[2]

[1]Томский государственный университет, пр. Ленина, 36, Томск, 634050
[2]Институт физики полупроводников им. А. В. Ржанова СО РАН, пр. Лаврентьева, 13, Новосибирск, 630090
*vav43@mail.tsu.ru

В работе в широком диапазоне условий проведено исследование влияния постоянной ИК-подсветки на адмиттансные характеристики МДП-структуры, на основе nBn из $Hg_{1-x}Cd_xTe$, выращенных методом МЛЭ со сверхрешеткой в барьерной области. Определено влияние постоянной ИК-подсветки на зависимости емкости и дифференциальной проводимости от напряжения смещения на различных частотах тестового сигнала.

Введение

Фундаментальные свойства твердого раствора $Hg_{1-x}Cd_xTe$ делают его одним из основных материалов для создания высокочувствительных ИК-детекторов, действующих в окнах прозрачности атмосферы 3–5 мкм и 8–12 мкм. Создание униполярных барьерных структур на основе узкозонного $Hg_{1-x}Cd_xTe$ методом молекулярно-лучевой эпитаксии (МЛЭ) позволяет повысить рабочую температуру детекторов и дает технологические преимущества [1]. С возникающим на границах раздела между широкозонным барьерным слоем и слоями *n*-типа в валентной зоне потенциальным барьером для неосновных носителей заряда, препятствующим их свободному потоку, теоретически обосновывается замена объемного барьера структурой на основе сверхрешетки CdTe-HgTe, что позволит минимизировать барьер для неосновных носителей заряда [2]. Но, несмотря на то что уже предпринимаются практические попытки создания подобных структур [3, 4], предстоит еще пройти большой путь развития технологий и проведения многочисленных экспериментов, прежде чем теоретические предпосылки воплотятся в практическое решение.

Результаты

В широком температурном диапазоне проведено исследование влияния постоянной фоновой ИК-подсветки на адмиттансные характеристики структуры МДП, в качестве полупроводника в которой использовалась nBn-структура на основе эпитаксиальных слоев $Hg_{1-x}Cd_xTe$, выращенных методом МЛЭ со сверхрешеткой в барьерной области (nB(SL)n-структура). Содержание CdTe в контактном и поглощающем слоях составляло $x = 0{,}32$, в процессе роста контактного слоя производилось дополнительное легирование его индием. Сверхрешетка в барьерном слое представляла чередующиеся между собой 16 барьеров по 3,38 нм ($x = 0{,}82$), 15 ям по 1,7 нм ($x = 0{,}18$). Структуры выращивались на установке МЛЭ «Обь-М» (ИФП СО РАН, г. Новосибирск) на подложках из GaAs толщиной 600 мкм. В качестве буферных слоев производилось нанесение ZnTe и CdTe толщинами ~0,03 мкм и 5,6 мкм соответственно. Создание диэлектрического слоя и пассивация поверхностей структур проводились методом атомно-слоевого осаждения Al_20_3. Контакты создавались напылением индия. Измерения проводились в гелиевом криостате замкнутого цикла, способном стабилизировать температуру образца в диапазоне 12–475 К не хуже чем 0,2 К. Подсветка образца производится ИК-светодиодом с длиной волны 940 нм со стороны подложки. Светодиод находился при комнатной температуре, а протекающий через него ток стабилизировался лабораторным источником питания.

На рис. 1 представлены ВФХ структуры, измеренные при температуре 77 К в темновом режиме и при наличии постоянной подсветки на различных частотах переменного сигнала. При данной температуре кривые имеют строго низкочастотный вид относительно времени формирования инверсионного слоя до частоты примерно 20 кГц. Из рисунка видно, что данная структура обладает довольно сильной частотной дисперсией емкости в режиме обогащения. Особенно сильно это проявляется на частотах ниже 10 кГц.

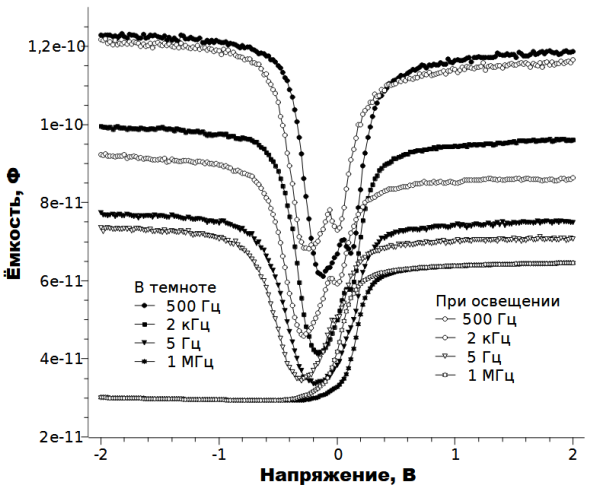


Рис. 1. ВФХ структуры, измеренные на различных частотах при температуре 77 К в темновом режиме и при воздействии постоянной подсветки

На всех частотах, на которых проявляется низкочастотный вид ВФХ, емкость в режиме обогащения ниже, чем емкость в режиме сильной инверсии, что может свидетельствовать о влиянии на измеряемую емкость вырождения.

На низких частотах на границе режимов обеднения – слабой инверсии на ВФХ – имеется четкий максимум емкости, вероятнее всего связанный с высокой плотностью поверхностных состояний, локализованных вблизи середины запрещенной зоны, что также подтверждается наличием максимума на зависимости дифференциальной проводимости структуры от напряжения смещения (рис. 2). Из рис. 2 видно, что наибольшее влияние подсветка имеет в узком диапазоне напряжений примерно от –0,3 В до 0,1 В.

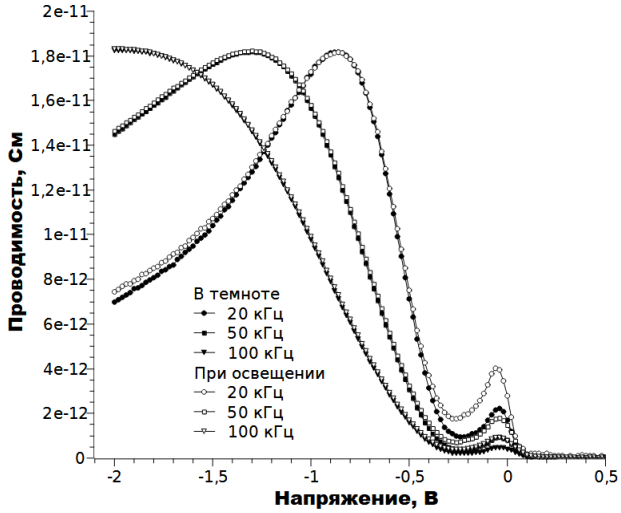


Рис. 2. Зависимости дифференциальной проводимости от напряжения структуры, измеренные на различных частотах при температуре 77 К в темновом режиме и при воздействии постоянной подсветки

Следует также отметить, что данная структура обладает малым гистерезисом при измерении прямой и обратной развертки, что характерно для структур без приповерхностного варизонного слоя.

При включении постоянной ИК-подсветки емкость структуры на низких частотах уменьшается в режимах обогащения и сильной инверсии, а уровень емкости в режимах обеднения и слабой инверсии наоборот повышается. Повышение емкости в данном случае, вероятно, связано с уменьшением времени перезарядки ПС при наличии постоянной подсветки и увеличение их вклада в измеряемую емкость.

На рис. 3 изображены зависимости от частоты переменного тестового сигнала продольного сопротивления объема эпитаксиальной пленки и емкости в обогащении при последовательной схеме замещения, измеренные в темновом режиме и при наличии постоянной подсветки.

Из рисунка видно, что при температуре 77 К при наличии постоянной подсветки на низких частотах происходит снижение уровня емкости в обогащении. Влияние постоянной подсветки на продольное сопротивление при этом не однозначно. На низких частотах сопротивление объема увеличивается при наличии подсветки, а на высоких – уменьшается (см. рис. 3). Существенное влияние постоянной подсветки на емкость структуры проявляется при низких температурах, и при повышении температуры до 120 К ее влияние практически исчезает.

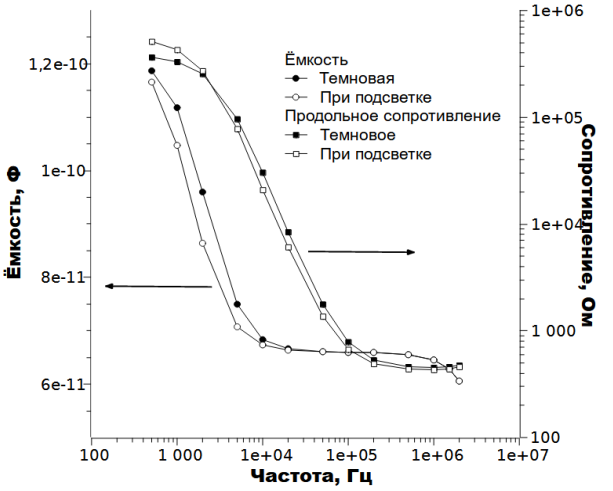


Рис. 3. Частотные зависимости продольного сопротивления объема эпитаксиальной пленки и емкости в обогащении в темноте и при наличии постоянной подсветки при температуре 77 К

Выводы

В результате проделанной работы в темновом режиме и при наличии постоянной подсветки исследованы адмиттансные характеристики МДП-структуры, в которой использовалась nBn-структура на основе эпитаксиальных слоев $Hg_{1-x}Cd_xTe$ выращенная методом МЛЭ со сверхрешеткой в барьерной области. По результатам исследования выявлено наличие большой плотности поверхностных состояний, локализованных вблизи середины запрещенной зоны. Определено влияние постоянной ИК-подсветки на зависимости емкости и дифференциальной проводимости от напряжения смещения на различных частотах тестового сигнала в широком диапазоне температур. При помощи метода эквивалентных схем проведен анализ влияния постоянной ИК-подсветки на отдельные элементы структуры. Обнаружено, что наличие постоянной подсветки приводит к уменьшению емкости в режимах сильной инверсии и обогащения, данный эффект исчезает при температурах выше 120 К.

Финансирование

Исследование выполнено при поддержке гранта Российского научного фонда № 23-62-10021.

Литература

1. A. V. Voitsekhovskii, et al. // J. Electron. Mater. 50 (2021).
2. N. D. Akhavan, et al. // IEEE Trans. Electron. Dev. 63 (2016).
3. D. Benyahia, et al. // Opt. Quant. Electron. 48 (2016).
4. I. I. Izhnin, et al. // Applied Nanoscience. 10 (2020).

2D-плазмоны в многозатворных электронных системах. Аналитический подход

В. А. Волков

ИРЭ им. В. А. Котельникова РАН, ул. Моховая, 11, корп. 7, Москва, 125009
Volkov.V.A.@gmail.com

Рассмотрены плазменные колебания в частично экранированной двумерной (2D) системе, состоящей из плоскости с 2D-электронами и электронейтрального затвора в форме двух одинаковых параллельных металлических полос («расщепленный затвор»). Для многозатворной системы выведено сравнительно простое дифференциальное уравнение типа уравнения Шредингера для эффективной волновой функции, которая является линейной комбинацией электрического потенциала и электронной плотности «околозатворного» плазмона. С помощью этого уравнения удо6но анализировать свойства частично экранированных плазмонов в структурах с затвором сложной геометрии. Поэтому аналитические решения ряда типичных плазмонных задач в системах указанного типа можно найти (с точностью до обозначений) в учебниках по квантовой механике. Для структуры с расщепленным затвором предсказан частотный спектр мод в зависимости от компоненты волнового вектора, параллельной полосам затвора, в приближении узких полос. Спектр основной четной моды, описывающей синфазные колебания зарядов в двух полосах затвора, имеет бесщелевой вид и качественно не изменяется по сравнению с известным случаем изолированной полосы. Однако спектр нижней нечетной моды, описывающей противофазные колебания зарядов в двух полосах, изменяется качественно, обретая щелевой характер.

Введение

Несколько лет назад было предсказано существование в микроволновом и терагерцовом диапазоне частот качественно новой ветви плазменных колебаний в двумерной (2D) электронной системе с электронейтральным металлическим затвором в форме единичной полосы бесконечной длины, но конечной ширины («околозатворные» плазмоны) и найдено аналитическое решение для их спектра [1]. Вскоре такие моды действительно были обнаружены в экспериментах на структурах с квантовыми ямами GaAlAs/GaAs [2]. Спектр околозатворных плазмонов был найден в [1] с помощью решения довольно сложного интегрального уравнения, что тормозило применение этого метода для решения более реалистичных задач. В настоящей работе выведено сравнительно простое дифференциальное уравнение типа стационарного уравнения Шредингера для эффективной волновой функции, которая является линейной комбинацией электрического потенциала и электронной плотности плазмона. С помощью этого уравнения удобно аналитически рассматривать свойства частично экранированных плазмонов в структурах с затвором (или многими затворами) сложной геометрии. Первые результаты реализации такого подхода приведены ниже.

Результаты

Рассмотрим спектр плазмонов в системе, состоящей из плоскости с 2D-электронами и экранирующего их и параллельного им затвора в форме двух одинаковых параллельных металлических полос (расщепленный затвор). Напряжение к затвору не прикладывалось, поэтому появление и взаимодействие околозатворных мод обусловлено существованием и неоднородностью «зарядов изображения» на металлическом затворе. Проблема формально аналогична квантово-механической задаче об энергетическом спектре электрона в потенциале двух прямоугольных квантовых ям с учетом туннелирования между ними. Решения вышеуказанного уравнения разделяются по четности и имеют довольно простой вид в пределе узких затворов. Найден частотный спектр мод в зависимости от компоненты волнового вектора, параллельной полосам затвора. Ожидалось появление двух бесщелевых 1D-мод – «акустической» и «оптической».

Действительно, спектр основной четной моды, «акустической», описывающей синфазные колебания зарядов в двух полосах затвора, имеет бесщелевой вид и качественно не изменяется по сравнению со случаем изолированной полосы [1]. Однако спектр нижней нечетной моды, «оптической», описывающей противофазные колебания зарядов в двух полосах, изменяется качественно, обретая щелевой характер. Величина частотной щели обратно пропорциональна среднему геометрическому между шириной каждой полосы и расстоянием между ними.

Автор благодарен А. А. Заболотных за полезные обсуждения.

Литература

1. A. A. Zabolotnykh, V. A. Volkov. Interaction of gated and ungated plasmons in two-dimensional electron systems // Phys. Rev. B. 99. 165304 (2019).

2. V. M. Muravev, P. A. Gusikhin, A. M. Zarezin, I. V. Andreev, S. I. Gubarev, I. V. Kukushkin. Two-dimensional plasmon induced by metal proximity // Phys. Rev. B. 99. 241406 (2019).

Исследование параметров интегрально-оптических направленных ответвителей на основе кремния-на-изоляторе

П. В. Волков[1,*], А. И. Бобров[2], А. В. Нежданов[2], К. В. Сидоренко[2], Д. А. Семиков[1], О. С. Вязанкин[1], А. А. Скрылев[2], Н. В. Барабаш[2]

[1]Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, 7, д. Афонино, Кстовский р-н, Нижегородская обл., 603087
[2]Нижегородский государственный университет им. Н. И. Лобачевского, пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603022
*volkov@ipmras.ru

В работе приведены результаты численного моделирования и экспериментального исследования интегральных оптических направленных ответвителей на основе кремния-на-изоляторе. Экспериментальное исследование выполнялось на образцах, изготовленных с помощью процесса с технологическими нормами 350 нм. Показана принципиальная возможность получения на базе данного технологического процесса фотонных структур приемлемого качества.

Фотонные интегральные схемы (ФИС) на основе SOI отличает полная совместимость со стандартной микроэлектронной технологией [1], а также сниженные топологические размеры по сравнению с прочими существующими планарными фотонными системами [2]. В совокупности это позволило создать на основе кремниевых ФИС вычислительные устройства, способные выполнять векторно-матричные преобразования над входящими когерентными оптическими сигналами со скоростью света [3]. Одним из ключевых элементов подобных систем является направленный ответвитель, обеспечивающий «перемешивание» мод лазерного излучения в пропорции 50:50. Соответствующая операция математически представима в виде поворота двумерного комплексного вектора, формируемого двумя когерентными оптическими сигналами [4].

В работе было проведено математическое моделирование распространения лазерного излучения в направленном ответвителе, выполненном на основе системы кремний-на-изоляторе (SOI), а также выполнено экспериментальное исследование параметров направленных ответвителей, изготовленных по технологическим нормам 350 нм.

Моделирование

Основной целью численного моделирования распространения мод лазерного излучения в направленных ответвителях в настоящей работе являлась оптимизация их топологии для достижения, с одной стороны, минимальных размеров оптического устройства, а с другой стороны – минимальных оптических потерь. Геометрия рассматриваемого объекта представлена на рис. 1. Расчеты методом конечных элементов выполнялись с применением программного комплекса COMSOL Multiphysics. В процессе моделирования варьировались два параметра – ширина зазора между прямолинейными участками направленного ответвителя и длина области перекрытия. Выбранные значения ширины зазора между волноводами составили 90, 120, 180 и 350 нм. Выбор указанных топологических параметров был определен технологическими возможностями российских предприятий микроэлектронной промышленности, задействованных в проведении эксперимента.

На рис. 1 приведена схема направленного ответвителя.

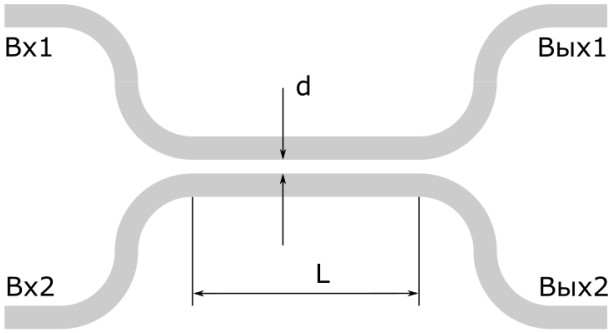


Рис. 1. Схема направленного ответвителя:
d – ширина щели, *L* – длина области перекрытия

В табл. 1 приведены расчетные оптимальные длины области перекрытия направленного ответвителя для получения равномерного деления мощности при различной ширине щели.

Таблица 1. Расчетная оптимальная длина области перекрытия направленного ответвителя для получения равномерного деления мощности

Ширина щели, нм	Оптимальная длина области перекрытия, мкм
90	7,3
120	11,5
180	23,4
350	125

Минимально возможная ширина щели определяется используемыми технологическими нормами. Очевидно, что увеличение щели приводит к резкому росту длины области перекрытия. Тем не менее согласно расчетам, при ширине щели 350 нм длина области перекрытия должна составлять около 125 мкм, что вполне допустимо для различных применений.

Экспериментальные исследования

В настоящее время для изготовления фотонных интегральных схем чаще всего используется процессы с технологическими нормами 45 и 90 нм. Однако большой интерес представляет возможность использования более простых процессов с нормами 180 и

350 нм в силу их дешевизны. Особенно остро этот вопрос стоит на этапе отработки схемных решений.

Поэтому для экспериментальных исследований были сделаны образцы фотонных интегральных схем с технологическими нормами 350 нм.

Геометрические параметры исследовались на растровом электронном микроскопе (РЭМ). РЭМ-изображение направленного ответвителя с длиной области перекрытия 120 мкм и шириной щели 350 нм приведено на рис. 2.

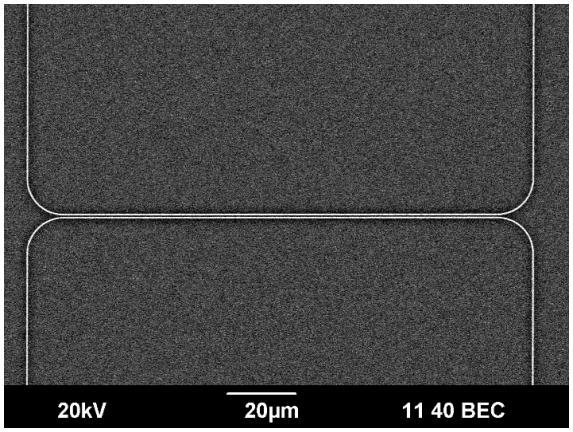


Рис. 2. РЭМ-изображение направленного ответвителя с длиной области перекрытия 120 мкм и щелью 350 нм

На рис. 3 приведено РЭМ-изображение щели направленного ответвителя.

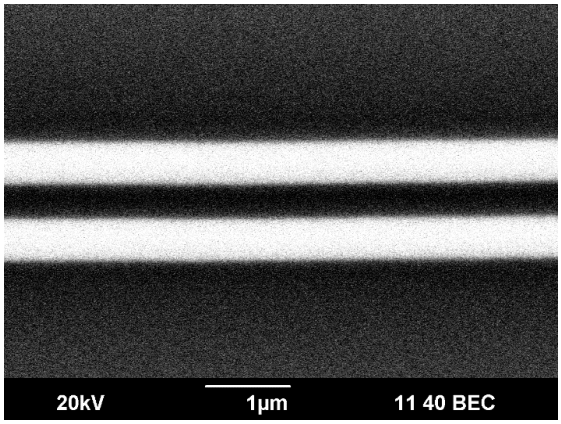


Рис. 3. РЭМ-изображение щели направленного ответвителя

Для измерения коэффициента ответвления была собрана установка, в которой свет от полупроводникового лазера (длина волны 1554 нм, мощность 1 мВт) подводился к входной дифракционной решетке с помощью одномодового оптического волокна с сохранением поляризации и принимался в многомодовое оптическое волокно (диаметр сердцевины 62,5 мкм), далее попадая на измеритель мощности. При этом приемное волокно позиционировалось по очереди на оба выхода направленного ответвителя.

На рис. 4 приведена зависимость коэффициента ответвления от длины области перекрытия. Три различных линии соответствуют трем различным чипам. Виден достаточно большой разброс, возрастающий при увеличении длины области перекрытия, однако область примерно равномерного деления находится в районе длин 130–150 мкм, что неплохо согласуется с расчетами.

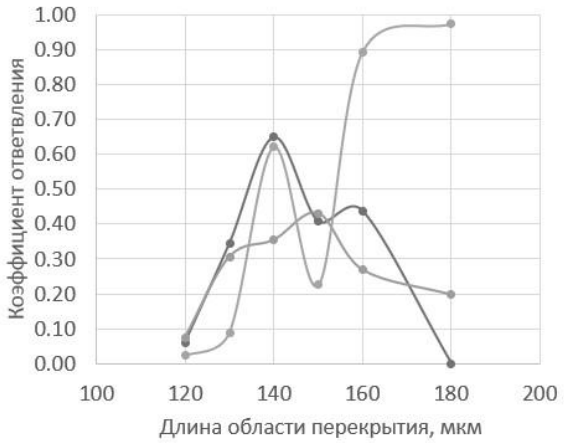


Рис. 4. Зависимость коэффициента ответвления направленного ответвителя от длины области перекрытия

Выводы

Таким образом, использование технологических норм 350 нм допустимо для создания фотонных структур, однако требует оптимизации процессов для уменьшения технологического разброса.

Финансирование

В части математического моделирования работа выполнена при поддержке Министерства науки и высшего образования РФ, проект № FSWR-2022-0007.

В части эксперимента исследование выполнено в рамках научной программы Национального центра физики и математики, направление № 1 «Национальный центр исследования архитектур суперкомпьютеров. Этап 2023–2025».

Литература

1. H. Subbaraman, et al. // Optics Express. 23. 226814 (2015).
2. R. Baets, B. Kuyken // Advanced Photonics. 1. 030502 (2019).
3. Y. Shen, et al. // Nature Photonics. 11. 441 (2017).
4. N. Harris, et al. // Optica. 5. 12 (2018).

Квантовые каскадные лазеры ТГц-диапазона в магнитных полях

В. И. Гавриленко*, Д. И. Курицын, М. А. Фадеев, А. В. Антонов, А. А. Янцер, К. А. Ковалевский, С. В. Морозов, А. А. Дубинов, Р. Х. Жукавин

Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, 7, д. Афонино, Кстовский р-н, Нижегородская обл., 603087
*gavr@ipmras.ru

Измерены вольт-амперные и излучательные характеристики ККЛ диапазона 3,3–3,7 ТГц, изготовленных в России, в магнитных полях до 5 Тл при гелиевой температуре. При приложении магнитного поля наблюдалось уменьшение пороговых токов и обужение зоны интенсивной генерации со стороны больших токов. В зависимостях интенсивности излучения от магнитного поля наблюдался характерный минимум в магнитных полях, в которых удвоенная циклотронная энергия сравнивается с энергией кванта излучения, что указывает на включение резонансного рассеяния при пересечении 2-го уровня Ландау, относящегося к нижнему лазерному уровню, с нулевым уровнем Ландау, относящимся к верхнему лазерному уровню.

Введение

Квантовый каскадный лазер (ККЛ) представляет собой полупроводниковую гетеросистему с большим (до нескольких сотен) числом туннельно-связанных квантовых ям (КЯ), генерация осуществляется путем вынужденных переходов электронов между уровнями размерного квантования в КЯ при приложении внешнего электрического поля. Приложение сильного магнитного поля, нормального к слоям структуры ККЛ, приводит к «нульмеризации» электронного спектра, подавлению паразитного рассеяния и уменьшению пороговых токов, а также к осциллирующим (при развертке магнитного поля) зависимостям времени жизни на верхнем лазерном уровне и интенсивности лазерного излучения от магнитного поля. Первое исследование эффектов магнитного поля в ККЛ ТГц-диапазона было выполнено уже через год после его создания. Исследовался образец, изготовленный из той же самой структуры, что первый ТГц ККЛ [1]. При «критических» значениях магнитного поля, когда n-й уровень Ландау, относящийся к нижнему рабочему уровню ККЛ, пересекается с нулевым уровнем Ландау, относящимся к верхнему лазерному уровню, включается рассеяние между этими состояниями и происходит падение инверсии населенностей, что проявлялось в росте порогового тока и падении излучаемой мощности [2]. Если в электронный транспорт вовлечено большее число уровней размерного квантования, резонансное рассеяние может иметь место при пересечении уровней Ландау из различных подзон, что может давать и «позитивный» эффект – генерацию на переходах между различными подзонами. Так, в работах [3, 4] в сильном магнитном поле 11,5 Тл при малых токах наблюдалась генерация на частоте 1,38 ТГц на переходах между 3-м и 2-м уровнями в широкой КЯ, а при больших токах происходило переключение на частоту 2,3 ТГц на переходах между 4-м и 3-м уровнями.

В настоящей работе впервые экспериментально исследованы осцилляции интенсивности излучения ККЛ с «резонансно-фононным» дизайном в магнитных полях.

Результаты

Исследовались ККЛ с 3 [5] (#1) и 4 [6] (#2) КЯ в каскаде, излучающие в области частот 3,3 и 3,7 ТГц соответственно. ККЛ располагался в заливном гелиевом криостате непосредственно в жидком гелии в центре сверхпроводящего соленоида. Магнитное поле было направлено перпендикулярно слоям структуры (параллельно току) так, что направление выхода излучения лазера было перпендикулярно магнитному полю. С помощью зеркала излучение направлялось вверх по световоду из полированной трубки из нержавеющей стали и детектировалось примесным фотоприемником Ge:Ga, располагавшемся на достаточном удалении от соленоида. Исследования вольт-амперных характеристик (ВАХ) и зависимостей интегральной интенсивности излучения от тока или от магнитного поля (*L-I*, *L-B* характеристики) проводились в импульсном режиме (длительность импульса 1–2 мкс, частота повторения 100–200 Гц).

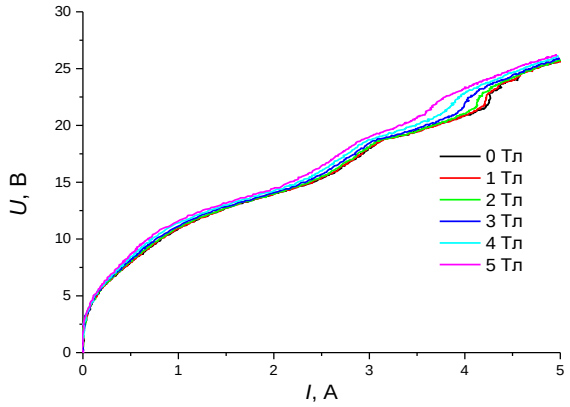


Рис. 1. Измеренные ВАХ ККЛ № 1 в магнитных полях от 0 (снизу) до 5 Тл (сверху)

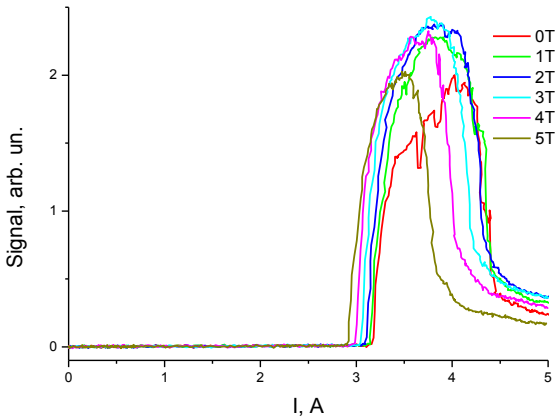


Рис. 2. Измеренные *L-I* характеристики ККЛ № 1 в магнитных полях от 0 до 5 Тл

На рис. 1, 2 представлены результаты исследований ККЛ № 1. Видно, что приложение магнитного поля приводит к сдвигу как связанных с лазерной генерацией особенностей на ВАХ (рис. 1), так и зоны генерации (рис. 2) в область меньших токов. Уменьшение порогового тока с ростом магнитного поля связано, очевидно, с «нульмеризацией» состояний, что приводит к подавлению паразитного рассеяния и увеличению времени жизни носителей на верхнем лазерном уровне. Обужение зоны интенсивной генерации со стороны высоких токов скорее всего связано с уменьшением уширения верхнего лазерного уровня и более быстрым (по сравнению со случаем $B = 0$) его рассогласованием с уровнем инжектора с ростом тока и, соответственно, напряжения на каскаде.

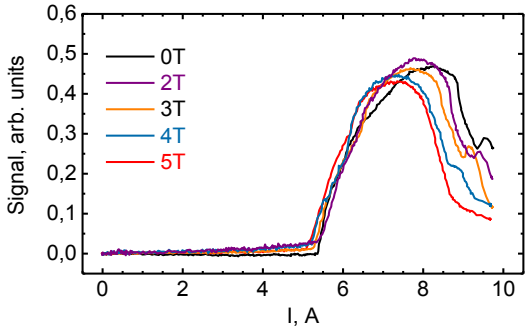


Рис. 3. Измеренные *L-I* характеристики ККЛ № 2 в магнитных полях от 0 до 5 Тл

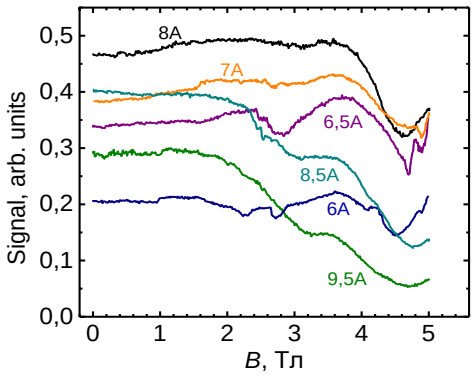


Рис. 4. Измеренные *L-B* характеристики ККЛ № 2 в магнитных полях от 0 до 5 Тл

На рис. 3, 4 представлены результаты исследований ККЛ № 2. Как и в случае ККЛ № 1, приложение магнитного поля приводит к уменьшению порогового тока и обужению зоны интенсивной генерации со стороны больших токов (рис. 3). В зависимости интенсивности излучения от магнитного поля (рис. 4) практически при всех токах наблюдается выраженный минимум при магнитном поле $B = 4{,}7$ Тл. Соответствующие значение циклотронной энергии составляет $\hbar\omega_c = eB/m^*c = 7{,}85$ мэВ. Здесь $\hbar$ – постоянная Планка, e – заряд электрона, c – скорость света, $m^* = 0{,}069m_0$ – эффективная масса электрона в КЯ GaAs, m_0 – масса свободного электрона. Удвоенная величина циклотронной энергии $2\hbar\omega_c = 15{,}7$ мэВ достаточно близка (учитывая ширину минимума при $B = 4{,}7$ Тл на рис. 4) к энергии кванта излучения этого ККЛ (3,7 ТГц, 15,3 мэВ). Таким образом, этот минимум можно связать с пересечением 2-го уровня Ландау с нижнего рабочего уровня лазера с нулевым уровнем Ландау верхнего рабочего уровня, приводящим к резонансному рассеянию и снижению населенностей верхнего лазерного уровня (ср. [1]).

Выводы

Исследование вольт-амперных и излучательных (*L-I*) характеристик при гелиевой температуре ККЛ терагерцового диапазона, изготовленных в России, показало, что приложение магнитного поля приводит к уменьшению пороговых токов, обусловленному нульмеризацией состояний и уменьшением паразитного рассеяния. Наблюдалось также обужение зоны интенсивной генерации со стороны больших токов при приложении поля, которое, возможно, также связано с обужением верхнего лазерного уровня в магнитном поле и его рассогласованием с уровнем инжектора с ростом тока/напряжения. Для ККЛ с «резонансно-фононным» дизайном (опустошение нижнего лазерного уровня осуществляется за счет резонансного испускания оптического фонона) в зависимостях интенсивности излучения от магнитного поля впервые наблюдался характерный минимум в магнитных полях, в которых удвоенная циклотронная энергия сравнивается с энергией кванта излучения, что указывает на включение резонансного рассеяния при пересечении 2-го уровня Ландау, относящегося к нижнему лазерному уровню, с нулевым уровнем Ландау, относящимся к верхнему лазерному уровню.

Финансирование

Работа выполнена при поддержке гранта РНФ № 23-19-00436 и НЦФМ (проект «Исследования в сильных и сверхсильных магнитных полях»).

Литература

1. J. Alton, S. Barbieri, J. Fowler, H. E. Beere, J. Muscat, E. H. Linfield, D. A. Ritchie, G. Davies, R. Köhler and A. Tredicucci // Phys. Rev. B. 2003. V. 68. Art. no. 081303R.

2. A. Daničić, J. Radovanović, V. Milanović, D. Indjin and Z. Ikonić // Physica E. 2016. V. 81. P. 275–280.

3. G. Scalari, C .Walther, J. Faist, H. Beere and D. Ritchie // Appl. Phys. Lett. 2006. V. 88. Art. no. 141102.

4. G. Scalari, C. Walther, M. Fischer, R. Terazzi, H. Beere, D. Ritchie and J. Faist // Laser & Photon. Rev. 2009. V. 3. P. 45–66.

5. Р. А. Хабибуллин, К. В. Маремьянин, Д. С. Пономарев, Р. Р. Галиев, А. А. Зайцев, А. И. Данилов, И. С. Васильевский, А. Н. Винниченко, А. Н. Клочков, А. А. Афоненко, Д. В. Ушаков, С. В. Морозов, В. И. Гавриленко // ФТП. 2021. Т. 55. С. 989–994.

6. В. И. Гавриленко // Российская конференция и школа молодых ученых по актуальным проблемам полупроводниковой фотоэлектроники «Фотоника-2023». Новосибирск, 4–8 сентября 2023 г. Тезисы докладов. С. 26.

Разработка терагерцовых болометров на основе графена с использованием метода шумовой термометрии

И. А. Гайдученко[1,2,*], К. В. Шеин[1,2], П. И. Бондарева[1,2], А. Н. Лубчак[1,2], Р. И. Измайлов[2,3], Е. М. Баева[1,2], Г. Н. Гольцман[1,2]

[1]Национальный исследовательский университет «Высшая школа экономики», Покровский бульвар, 11, Москва, 109028
[2]Московский педагогический государственный университет, ул. М. Пироговская, 1, стр. 1, Москва, 119991
[3]Национальный исследовательский ядерный университет МИФИ (Московский инженерно-физический институт), Каширское шоссе, 31, Москва, 115409
*igaiduchenko@hse.ru

В работе исследуется новый подход для разработки терагерцовых болометров на основе графена с использованием метода шумовой термометрии. Графен благодаря рекордно малой электронной теплоемкости и слабой электрон-фононной связи при низких температурах рассматривается как перспективный материал для создания терагерцовых болометров на горячих электронах. Основным препятствием для разработки таких устройств является слабая зависимость сопротивления графена от температуры. Здесь мы пытаемся решить эту проблему путем прямого измерения электронной температуры в графене методом шумовой термометрии. Наши первые данные демонстрируют сильный разогрев электронной системы графена под воздействием постоянного тока (до 10 К при токе 500 нА). Анализ полученных результатов показывает, что внутренняя электрическая чувствительность исследуемых устройств составляет 100 000 В/Вт, что позволяет их рассматривать как основу для создания чувствительных терагерцовых детекторов.

Введение

В настоящее время терагерцовый (ТГц) диапазон электромагнитного спектра вызывает большой интерес в связи с широким спектром потенциальных применений: медицинская диагностика, не разрушающий контроль, системы безопасности и передача данных [1]. Эти и многие другие приложения требуют быстрых и чувствительных ТГц-детекторов, которые можно легко объединить в матрицы. В данной работе мы исследуем новый подход к созданию терагерцовых болометров на основе графена с использованием метода шумовой термометрии [2]. Графен является уникальным материалом для регистрации излучения в терагерцовом диапазоне благодаря своей рекордно низкой электронной теплоемкости и слабой электрон-фононной связи. Это приводит к сильному нагреву электронной системы графена под действием терагерцового излучения. Основная проблема при реализации графеновых терагерцовых детекторов возникает из-за слабой зависимости сопротивления графена от температуры [3]. В данной работе мы пытаемся решить эту проблему, измеряя спектральную плотность шума в графеновых устройствах [2]. Измеряемый тепловой шум напрямую зависит от температуры электронов в графене и может быть использован в качестве сигнала детектора, а также зонда для измерения электронной температуры при разогреве терагерцовым излучением. Наши первые экспериментальные данные демонстрируют возможность детектирования суб-терагерцового излучения указанным методом в широком диапазоне температур от 3,5 до 300 К. Полученные данные могут быть использованы для оптимизации существующих графеновых терагерцовых детекторов и разработки новых.

Результаты

Наши образцы представляют собой устройства конфигурации полевого транзистора, в которых графен действует как канал проводимости, а также имеется затворный электрод для контроля концентрации носителей заряда в устройстве. Были изготовлены два типа устройств: на основе графена, синтезированного методом химического осаждения из газовой фазы, – CVD (наиболее промышленно применимый способ синтеза графена) и на основе отщепленного графена, инкапсулированного в нитрид бора hBN (способ, позволяющий получить графен наивысшего качества).

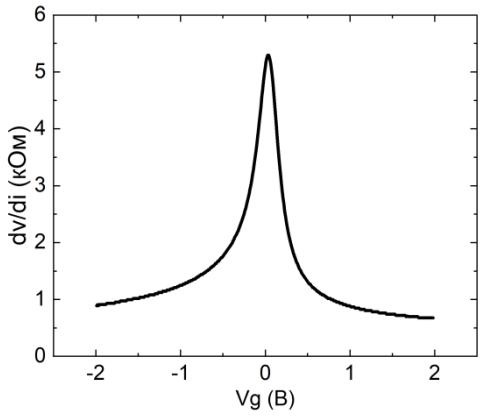


Рис. 1. Типичная зависимость двухточечного сопротивления от затворного напряжения. Измерено при T = 300 К

Были охарактеризованы транспортные свойства изготовленных устройств. Полевая подвижность μ устройства на основе CVD-графена составила 1500 $см^2В^{-1}с^{-1}$, что характерно для графена на подложке $Si0_2$. Согласно полученным данным, можно сказать, что устройства изготовлены на высококачественном CVD-графене. Оценка полевой подвижности для устройств на основе инкапсулированного графена, полученная из зависимости сопротивления изготовленных структур от концентрации носителей заряда (рис. 1), дает от 10000 $см^2В^{-1}с^{-1}$ при 300 К до 100000 $см^2В^{-1}с^{-1}$ при 4,2 К, что соответствует лучшим графеновым образцам, известным из литературы.

Были проведены измерения температуры электронной системы графена, инкапсулированного в нитрид бора в зависимости от концентрации носителей заряда и рассеянной мощности. Для этого был использован метод шумовой термометрии – прецизионное измерение флуктуаций тока/напряжения через

образец в области белого шума. Предполагая, что главным источником шума в системе является тепловой шум образца или калибровочной нагрузки, можно откалибровать схему исходя из теоретических предсказаний спектральной плотности шума Найквиста и определить электронную температуру образца. Измерения проводились в криостате замкнутого цикла, охлажденного до 4,2 К. Подробное описание экспериментальной методикики представлено в работе [4].

На основе измерений зависимости дифференциального сопротивления и спектральной плотности шума от тока через образец была определена зависимость температуры электронного газа графена от величины пропускаемого тока (рис. 2).

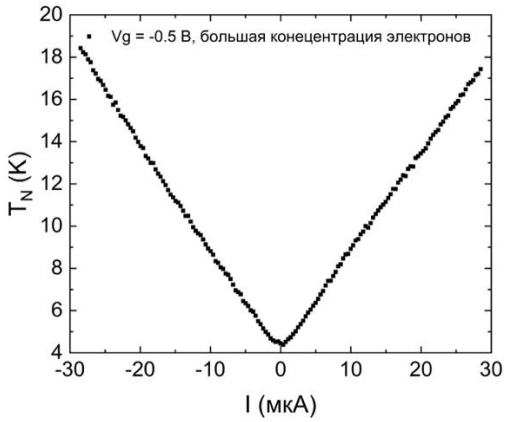


Рис. 2. Зависимость электронной температуры от тока, пропускаемого через графен. Температура криостата 4,2 К

Полученные данные демонстрируют, что при малой концентрации носителей заряда электроны резко разогревается с ростом модуля пропускаемого тока. По результатам эксперимента максимальная температура электронного газа составила около 18 К при силе тока в 30 мкА. Видно, что при малой концентрации носителей заряда электроны разогреваются несимметрично, причиной этому так же являются различия в материалах контактов.

На основе полученных данных была определена зависимость рассеянной мощности от температуры электронов. Анализ полученной зависимости позволяет сделать вывод, что она имеет степенной характер с показателем степени 3, что свидетельствует о том, что электроны в графене в основном охлаждаются за счет акустических фононов в исследуемом устройстве.

Выводы

Была измерена электронная температура в образцах графена, инкапсулированных в нитрид бора, при температуре криостата 4,2 К. На основе полученных данных была определена зависимость температуры электронов от рассеянной мощности. Анализ полученной зависимости позволяет сделать вывод, что она имеет степенной характер с показателем степени 3, что свидетельствует о том, что электроны в графене в основном охлаждаются за счет акустических фононов в исследуемом устройстве. Анализ полученных результатов показывает, что внутренняя электрическая чувствительность исследуемых устройств составляет 100000 В/Вт, что позволяет их рассматривать как основу для создания чувствительных терагерцовых детекторов.

Финансирование

Работа выполнена при финансовой поддержке РНФ (проект № 23-72-00014).

Литература

1. A. Leitenstorfer, et al. // J. Phys. D: Appl. Phys. 2023. V. 56. P. 223001.

2. K. Ch. Fong, and K. C. Schwab // Physical Review X. 2012. V. 2(3). P. 031006.

3. X. Du, et al. // Graphene and 2D Materials. 2014. V. 1, no. 1.

4. E. M. Baeva, et al. // Physical Review Applied. 2021. V. 15(5). P. 054014.

Теория спиновой прецессии электронов в ансамбле коллоидных нанопластинок CdSe

А. А. Головатенко[1,*], А. В. Родина[1], С. Р. Меляков[2], В. В. Белых[3], И. В. Калитухо[1], Д. Р. Яковлев[1,2,3]

[1]ФТИ им. А. Ф. Иоффе РАН, ул. Политехническая, 26, Санкт-Петербург, 194021, Россия
[2]ФИАН, Ленинский пр., 53, ГСП-1, Москва, 119991, Россия
[3]Experimentelle Physik 2, Technische Universität Dortmund, Dortmund, 44227, Germany
*sasha.pti@mail.ioffe.ru

В работе приводится теоретический анализ влияния спиновой поляризации резидентных электронов, создаваемой циркулярно поляризованным лучом накачки, на угол фарадеевского вращения плоскости поляризации линейно-поляризованного зондирующего луча в случае коллоидных нанопластинок CdSe, помещенных в поперечное магнитное поле. При анализе учитывается возможность различных распределений ориентации нанопластинок в ансамбле, а также анизотропия электронного g-фактора, определенная из экспериментов по комбинационному рассеянию света с переворотом спина. Определены частоты ларморовой прецессии и времена спиновой дефазировки T2* для различных пространственных ориентаций нанопластинок внутри ансамбля. На основании данных расчетов проанализированы экспериментальные данные по спиновой прецессии резидентных электронов в нанопластинках CdSe различной толщины.

Введение

Начало исследованию спиновых свойств носителей заряда в коллоидных нанокристаллах CdSe при помощи метода накачки-зондирования было положено в пионерских работах [1, 2]. Усовершенствование техники эксперимента позволило детально исследовать когерентную спиновую динамику в коллоидных наноструктурах [3], в том числе в квазидвумерных нанопластинках на основе CdSe [4, 5]. По своим геометрическим параметрам они близки к эпитаксиальным квантовым точкам: толщина не превышает 2 нм, а латеральные размеры варьируются от единиц до десятков нанометров. При этом, в отличие от эпитаксиальных квантовых точек, в ансамбле нанопластинок CdSe ось квантования отдельной нанопластинки может иметь произвольную ориентацию в пространстве.

Известно, что в нанопластинках CdSe за счет фотозарядки возникают резидентные электроны, что проявляется в формировании полосы трионной фотолюминесценции при низких температурах [6]. В таком случае формирование сигнала фарадеевского вращения должно быть обусловлено трионным механизмом, описанным в работе [7] для эпитаксиальных квантовых точек. Данный механизм предполагает создание долгоживущей спиновой поляризации резидентных электронов в результате селективного возбуждения трионов циркулярно поляризованным импульсом накачки. Для сферических коллоидных нанокристаллов с вырожденными состояниями легких и тяжелых дырок данный механизм был обобщен в работе [8]. Отличительной особенностью в этом случае оказывается зависимость знака создаваемой спиновой поляризации резидентных электронов от площади импульса накачки [8].

В случае нанопластинок CdSe расщепление состояний легких и тяжелых дырок достигает 100–200 мэВ. Поэтому необходимо расширение теоретической модели, предложенной в работе [7], на случай произвольной ориентации между направлением лучей накачки и зондирования и направлением оси квантования нанопластинки CdSe.

Разработанная нами теоретическая модель была применена для анализа данных фарадеевского вращения в экспериментах накачки-зондирования для нанопластинок CdSe толщиной 3–5 монослоев [5]. Измерения проводились в геометрии Фойгта при температурах от 5 до 270 К и магнитных полях до 0,43 Тл. При теоретическом анализе данных фарадеевского вращения учитывалась анизотропия электронного g-фактора, которая была установлена в экспериментах по комбинационному рассеянию света с переворотом спина [5].

Результаты

При трионном механизме создания спиновой поляризации резидентных электронов отклонение оси квантования нанопластинки CdSe от направления распространения циркулярно поляризованного импульса накачки и линейно поляризованного зондирующего луча приводит к нарушению строгих правил отбора при возбуждении трионных состояний с тяжелой дыркой, рассмотренных в работе [7]. Из этого факта вытекает два следствия. Во-первых, с увеличением угла θ между осью квантования нанопластинки и направлением распространения луча накачки уменьшается спиновая поляризация резидентных электронов, создаваемая импульсом накачки. Во-вторых, диэлектрическая поляризация, возникающая в слое нанопластинок в результате воздействия линейно поляризованного зондирующего луча и приводящая к повороту его плоскости поляризации, оказывается пропорциональна cos θ.

Два данных следствия приводят к тому, что усредненная по ориентациям нанопластинок в ансамбле спиновая поляризация резидентных электронов может менять свой знак в зависимости от безразмерной площади импульса накачки Θ, как это было получено ранее для сферических нанокристаллов [8]. Зависимость усредненной по ансамблю степени спиновой поляризации резидентных электронов $S_z^{\mathrm{ens}}(t=0)$ от площади импульса накачки для двух видов ансамблей нанопластинок представлена на рис. 1. В случае ансамбля слегка отклоненных от плоскости подложки нанопластинок (угол наклона от 0 до 30°) положи-

тельная спиновая поляризация возникает только при очень сильных импульсах накачки (штриховая линия). В случае ансамбля случайно ориентированных нанопластинок наблюдается периодическая зависимость знака создаваемой поляризации от площади импульса накачки (сплошная линия). При этом амплитуда осцилляций зависимости $S_z^{\mathrm{ens}}(t=0)$ от площади импульса накачки уменьшается с увеличением площади импульса.

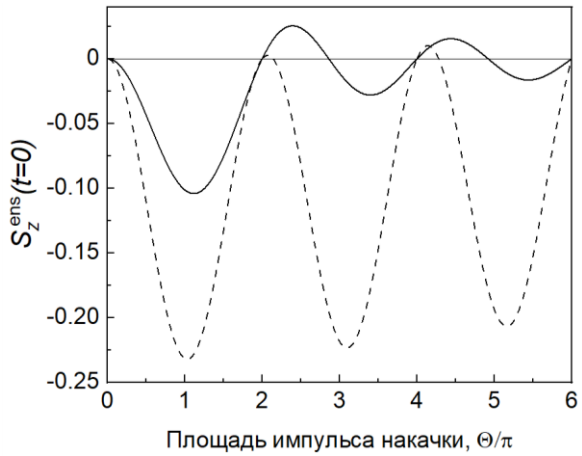


Рис. 1. Расчетная усредненная по ансамблю спиновая поляризация резидентных электронов, создаваемая импульсом накачки различной интенсивности в ансамбле случайно ориентированных (сплошная кривая) и преимущественно лежащих (пунктирная кривая) нанопластинках CdSe

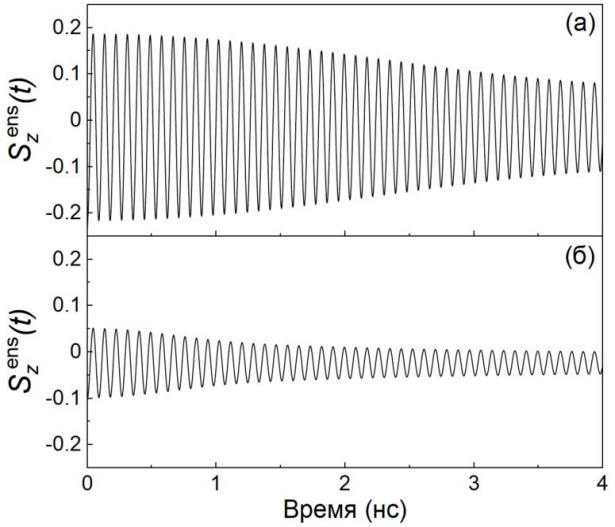


Рис. 2. Ларморова прецессия усредненной по ансамблю спиновой поляризации резидентных электронов в случае (*а*) преимущественно лежащих и (*б*) случайно ориентированных нанопластинок в магнитном поле 0,43 Тл

Сигнал фарадеевского вращения пропорционален $S_z^{\mathrm{ens}}(t)$, поэтому также зависит от конкретного распределения нанопластинок в ансамбле. Нами установлено, что в обоих рассматриваемых ансамблях нанопластинок сигнал фарадеевского вращения будет прецессировать на частоте, близкой к ларморовой частоте, определяемой g-фактором электрона в плоскости нанопластинки. Таким образом, в случае ансамбля случайно ориентированных нанопластинок CdSe анизотропия g-фактора электрона не проявляет себя ни в качестве усредненной частоты, как это было бы в случае ансамбля нанопластинок с одинаковым углом θ, ни в качестве двух отдельных частот прецессии, как это было предположено в работе [9]. Данный вывод также справедлив для случая сферических нанокристаллов CdSe, в которых снято четырехкратное вырождение основного состояния дырки из-за кристаллического поля в вюрцитной модификации CdSe, либо по причине анизотропии формы нанокристалла в CdSe со структурой цинковой обманки.

Наличие различных ориентаций нанопластинок в ансамбле будет приводить также к уменьшению амплитуды осцилляций $S_z^{\mathrm{ens}}(t)$ с характерным временем T_2^* от единиц до сотен наносекунд в экспериментально изученном диапазоне магнитных полей (рис. 2). Данные времена существенно превосходят экспериментально наблюдаемые времена спиновой дефазировки из работы [5]. Различие g-факторов резидентных электронов из-за разброса латеральных размеров нанопластинок также дает времена спиновой дефазировки на порядок больше, чем экспериментальные значения. Это позволяет сделать вывод о том, что время спиновой дефазировки ансамбля нанопластинок определяется разбросом g-факторов резидентных электронов, вызванных различием условий локализации резидентных электронов вблизи поверхности нанопластинок в ансамбле [5].

Финансирование

Исследование выполнено на средства гранта РНФ № 23–12-00300, https://rscf.ru/project/23-12-00300/.

Литература

1. J. A. Gupta, D. D. Awschalom, X. Peng and A. P. Alivisatos // Phys. Rev. B. 1999. V. 59. R10421.
2. J. A. Gupta, D. D. Awschalom, Al. L. Efros and A. V. Rodina // Phys. Rev. B. 2002. V. 66. 125307.
3. D. R. Yakovlev, et al. // Photonic quantum technologies: science and application. Wiley-VCH. 2023. Ch. 15. P. 351–376.
4. D. Feng, D. R. Yakovlev, B. Dubertret and M. Bayer // ACS Nano. 2020. V. 14. P. 7237–7244.
5. S. R. Meliakov, et al. // Nanometerials. 2023. V. 13. 3077.
6. E. V. Shornikova, et al. // Nano Lett. 2020. V. 20. P. 1370–1377.
7. I. A. Yugova, M. M. Glazov, E. L. Ivchenko, Al. L. Efros // Phys. Rev. B. 2009. V. 80. 104436.
8. D. S. Smirnov, M. M. Glazov // J. Phys. Condens. Matter. 2012. V. 24. P. 345302.
9. P. Chen and K. B. Whaley // Phys. Rev. B. 2004. V. 70. 045311.

Спектроскопия возбужденных состояний экситонов в гетероструктурах с монослоями $MoSe_2$ и WSe_2

Г. М. Голышков*, А. В. Черненко, А. С. Бричкин

Институт физики твердого тела им. Ю. А. Осипьяна РАН, ул. Акад. Осипьяна, 2, Черноголовка, Московская обл., 142432
*golyshkov.gm@phystech.edu

Методом оптической спектроскопии отражения исследованы гетероструктуры с монослоями $MoSe_2$ и WSe_2, показано наличие возбужденных состояний А-экситонов. Численно рассчитанный коэффициент отражения от слоистой вандерваальсовой гетероструктуры хорошо приближает экспериментальный спектр, что позволяет определить параметры экситонных резонансов. Оценка энергии связи экситона в исследуемых монослоях осуществляется с помощью теоретического моделирования экситонной серии путем решения уравнения Шредингера с двумерным кулоновским потенциалом.

Введение

Монослойные кристаллы дихалькогенидов переходных металлов (ДПМ), такие как MX_2 (M = Mo, W; X = S, Se, Te), – прямозонные полупроводники с шириной запрещенной зоны в видимом (до ИК) диапазоне, обладающие уникальными свойствами. Оптические свойства монослоев ДПМ определяются экситонами (коррелированными электронно-дырочными парами). Благодаря малой эффективной диэлектрической проницаемости и большой эффективной массе, энергия связи экситона достигает нескольких сотен мэВ, что позволяет наблюдать экситонные эффекты при температурах вплоть до комнатной [1]. Инкапсуляция монослоев ДПМ в гексагональный нитрид бора (hBN) приводит к значительному сужению экситонных линий.

Исследуемые гетероструктуры, полученные методом механической эксфолиации, представляют собой инкапсулированные гексагональным нитридом бора (hBN) монослои ДПМ на подложке SiO_2/Si (или подложке из кварца) и оказываются устойчивыми к окружающей среде и термоциклированию. Четко выраженный оптический переход основного экситонного резонанса (A:1s) обладает шириной линии около 3 мэВ (при 2 К). При энергиях выше A:1s оптическое поглощение (и излучение) определяется возбужденными состояниями А-серии, а также серией В-экситонов, отщепленных от А-экситонов спин-орбитальным взаимодействием в валентной зоне [2]. Однако в ряде исследований наблюдение возбужденных состояний в монослоях ДПМ заметно усложняется из-за их низкой силы осциллятора.

Результаты

Узкие экситонные линии в спектрах отражения позволяют идентифицировать переходы с участием возбужденных состояний. Для гетероструктур с монослоями $MoSe_2$ выше основного состояния A:1s мы наблюдаем возбужденные состояния A:2s, A:3s, B:1s. (рис. 1). Для гетероструктур с монослоями WSe_2 помимо основного мы идентифицируем возбужденное состояние A:2s (рис. 2); на некоторых образцах также отчетливо наблюдается и A:3s. Кроме того, наблюдается значительная вариация формы экситонных резонансов в спектрах отражения для различных позиций на образце (см. вставку на рис. 2). Это связано с тем, что форма спектра отражения от слоистой вандерваальсовой структуры определяется не только самим монослоем ДПМ, но и слоями hBN и подложкой.

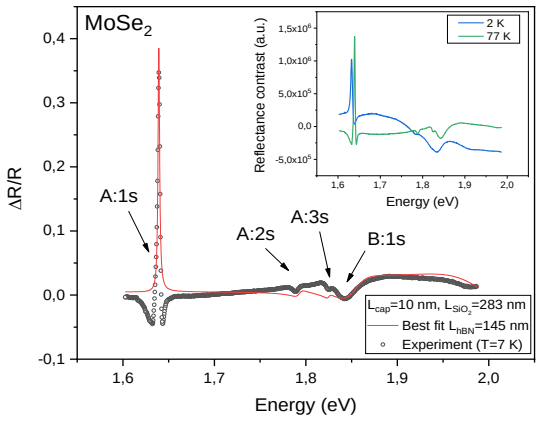


Рис. 1. Спектр контрастного отражения для гетероструктуры hBN-ML MoSe2-hBN при температуре 2 К (черные точки) и численно смоделированный спектр отражения (красная линия). На вставке приведена температурная серия для спектров отражения при 2 К и 77 К

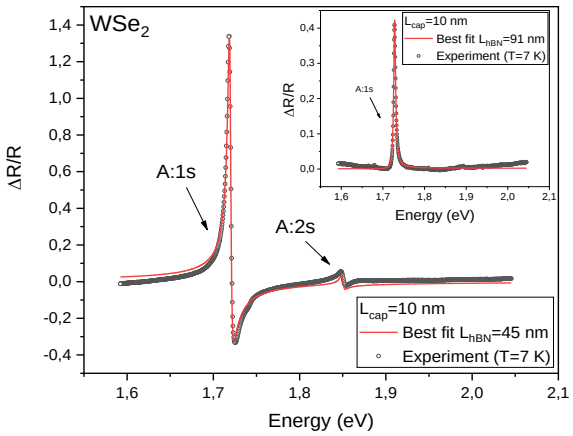


Рис. 2. Спектр контрастного отражения для гетероструктуры hBN-ML WSe2-hBN при температуре 7 К и численно смоделированный спектр отражения (на вставке представлен спектр для другой позиции на образце с более толстым слоем нижнего hBN)

Анализ спектров отражения, который осуществлялся с помощью численного моделирования с использованием коэффициента отражения от слоистой структуры (метод матриц переноса) [2], позволяет добиться хорошего совпадения формы линий с теоретической (рис. 1, 2). Из расчетов видно, что неболь-

шие отклонения толщины слоев приводят к сильному изменению амплитуды и формы экситонных резонансов. Основным параметром, влияющим на форму линий в исследуемых структурах, является толщина нижнего слоя hBN, что подтверждается измерениями, проведенными на структурах как с градиентом толщины нижнего слоя hBN, так и на структурах с однородным слоем нижнего hBN разной толщины.

Для оценки энергии связи экситонов были проведены численные расчеты с использованием потенциала электронно-дырочного взаимодействия в тонких пленках с учетом диэлектрического экранирования [2]. Расчеты дают энергию связи экситона в $MoSe_2$ ~ 200 мэВ и расщепления $E_{A:2s}^{th} - E_{A:1s}^{th} \approx$ $\approx$ 152 мэВ и $E_{A:3s}^{th} - E_{A:2s}^{th} \approx$ 30 мэВ, что находится в хорошем соответствии с экспериментальными результатами расщепления $E_{A:2s}^{exp} - E_{A:1s}^{exp} \approx$ 150 мэВ и $E_{A:3s}^{exp} - E_{A:2s}^{exp} \approx$ 33 мэВ (для экситона в WSe_2 энергия связи ~ 164 мэВ, и $E_{A:2s}^{th} - E_{A:1s}^{th} \approx$ 130 мэВ, и $E_{A:3s}^{th} - E_{A:2s}^{th} \approx$ 20 мэВ также находятся в полном согласии с экспериментом).

Выводы

В спектрах отражения найдены возбужденные экситонные состояния в гетероструктурах на основе монослоев $MoSe_2$ и WSe_2. Численным моделированием спектра отражения определены параметры экситонных резонансов. Расчеты величины энергии связи и значения расщеплений хорошо согласуются с эксперименталными данными. Наличие в спектре возбужденных состояний свидетельствует о высоком качестве исследуемой структуры.

Финансирование

Работа выполнена в рамках темы государственного задания ИФТТ РАН.

Литература

1. G. Wang, A. Chernikov, et al. // Rev. Mod. Phys. 2018. V. 90, no. 2. P. 021001.

2. C. Robert, M. A. Semina, et al. // Phys. Rev. Mater. 2018. V. 2. P. 0110.

Управление зонной структурой латерального плазменного кристалла магнитным полем

И. В. Горбенко*, В. Ю. Качоровский

Физико-технический институт им. А. Ф. Иоффе, ул. Политехническая, 26, Санкт-Петербург, 194021
*gorbenko.ilya.v@gmail.com

Изучено прохождение терагерцового излучения через двумерный электронный газ с решетчатым затвором. Предполагалось, что двумерная система помещена в перпендикулярное магнитное поле *B*. Показано, что напряжение, приложенное к затвору, создает латеральный плазменный кристалл (ЛПК) с зонной структурой, которая контролируется как затворным напряжением, так и магнитным полем. Продемонстрировано, что только часть плазмонных мод ЛПК присутствует в спектре пропускания однородного возбуждения, другая половина – темные моды – проявляется только в случае неоднородного возбуждения. Теоретически описан переход от режима слабой связи к режиму сильной связи по мере увеличения глубины модуляции плотности, а также переход от резонансного к супер-резонансному режиму с увеличением добротности структуры. Основное внимание уделено эффектам, связанным с наличием магнитного поля. В частности, показано, что плазмонные резонансы, которые видны в спектре прохождения, сближаются при увеличении *B*, и при наличии конечного темпа релаксации импульса могут перекрываться.

Возможность детектирования и генерации ТГц-излучения с помощью плазменных волн, распространяющихся в полевом транзисторе (ПТ), впервые обсуждалась М. Дьяконовым и М. Шуром [1]. Было показано, что ПТ способен конвертировать ТГц-излучение в постоянный ток и, наоборот, dc-ток может возбуждать плазменные колебания при подходящих граничных условиях. Позже выяснилось, что многозатворные устройства перспективнее для приложений (см. [2, 3] и ссылки в этих работах), поскольку благодаря решетчатому затвору плазменные волны гораздо лучше взаимодействуют с ТГц-излучением, чем одиночные ПТ. В таких системах электронная концентрация периодически модулируется в одном направлении. Как следствие, спектр плазменных возбуждений аналогично спектру 1D кристалла содержит разрешенные и запрещенные зоны. Ключевым достоинством латерального плазменного кристалла (ЛПК) является управляемость зонной структурой с помощью затворных электродов.

Хотя идея создания ЛПК ранее обсуждалась [3], экспериментальное подтверждение возможности управлять его зонной структурой появилось только в 2023 году [4]. В работе [4] изучались плазмонные резонансы коэффициента прохождения T ТГц-излучения через ЛПК на основе GaN/AlGaN. Путем изменения напряжений на затворах удалось изучить переход от режима слабой связи (слабая периодическая модуляция плотности) в режим сильной связи (сильная модуляция) и продемонстрировать слияние плазменных зон в режиме очень сильной связи. В настоящей работе мы теоретически показываем, что зонами ЛПК можно также эффективно управлять магнитным полем. Ключевой результат, допускающий прямую экспериментальную проверку – слияние плазмонных зон при увеличении магнитного поля (см. на рис. 1 плотность диссипации, которая пропорциональна $\delta T = 1 - T$, в зависимости от частоты излучения и циклотронной частоты при разных значениях времени релаксации импульса).

Модель

Простейшая модель ПК состоит из чередующихся длинных полосок разной ширины L_1 и L_2 со скоростями плазменных волн s_1 и s_2 соответственно. Здесь мы рассматриваем коэффициент пропускания T линейно поляризованного ТГц-излучения через латеральный ПК при наличии магнитного поля, перпендикулярного ПК. Для этого мы рассчитываем диссипацию в канале P, индуцированную ТГц-излучением, и пользуемся простой формулой [4]:

$$T \approx 1 - \frac{P}{S}. \qquad (1)$$

Здесь $S = c\sqrt{\epsilon}E_0^2/8\pi e^2$ – усредненный по времени вектор Пойнтинга, E_0 – амплитуда внешнего излучения, c – скорость света, e – заряд электрона, а ϵ – диэлектрическая проницаемость.

Мы описываем электронную жидкость в канале уравнениями гидродинамики – уравнением Навье – Стокса, включающим силу Лоренца, и уравнением непрерывности. Уравнения решаются с внешней силой вдоль оси X: $F(t) = eE_0 \cos \omega t$, задающей внешнее однородное излучение. Мы линеаризуем уравнения Навье – Стокса и непрерывности по аналогии с работой [4]. Для этого используют граничные условия, обеспечивающие сохранение импульса и энергии на границе между зонами латерального ПК. Мы ищем индуцированные излучением концентрацию и скорость и вычисляем омическую диссипацию на единицу длины:

$$P = \langle N_0(1+n)\frac{m|\mathbf{v}|^2}{\tau}\rangle_t \approx \frac{mN_0}{\tau}\langle|\mathbf{v}|^2\rangle_t,$$

где N_0 – постоянная концентрация электронов в канале, $n = (N - N_0)/N_0$ безразмерная, индуцированная излучением концентрация. В результате вычислений получаем:

$$P = \left(1 + \frac{\omega_c^2}{\omega^2 + \gamma^2}\right)\frac{E_0^2 C\gamma\omega^2}{2(L_1+L_2)(\Omega^2+\Gamma^2)^2} \times$$
$$\times \left[(L_1 s_1^2 + L_2 s_2^2) + \frac{(s_1^2 - s_2^2)\mathrm{Re}[(\Gamma - i\Omega)\Sigma]}{\Omega\Gamma(\Gamma^2+\Omega^2)|\Sigma|^2}\right], \qquad (2)$$

где параметр $\Sigma = \mathrm{s}_1 \cot q_1 L_1/2 + s_2 \cot q_2 L_2/2$ определяет резонансные частоты в ПК, C – емкость канала на единицу площади. Волновой вектор $q_{1,2} = (\Omega + + i\Gamma)/s_{1,2}$, где Ω и Γ – вещественные параметры, которые даются следующим выражением:

$$\Omega + i\Gamma = \sqrt{\omega\frac{(\omega+i\gamma)^2 - \omega_c^2}{(\omega+i\gamma)}}. \qquad (3)$$

Здесь γ – темп релаксации импульса. Уравнение (2) справедливо при любом соотношении $s_2/s_1 \in [0,1]$, таким образом включая в себя переход между режимами слабой и сильной связи.

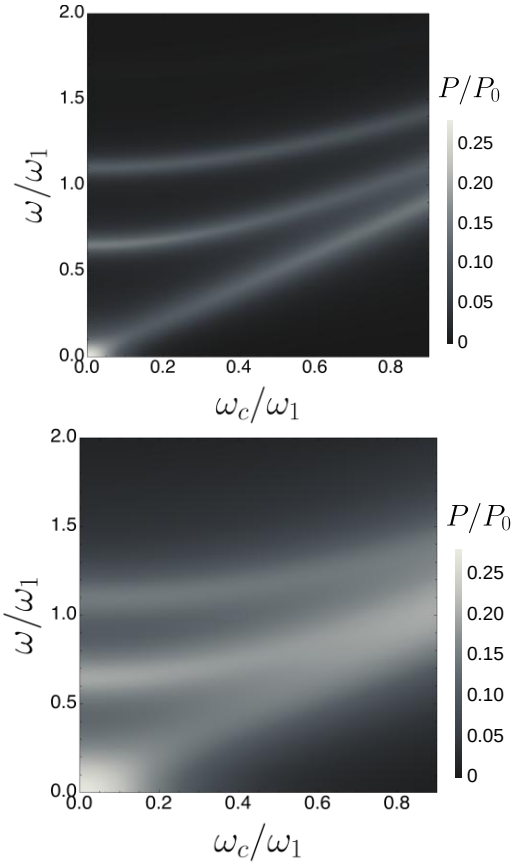


Рис. 1. Тепловая карта P/P_0 в плоскости $(\omega/\omega_1, \omega_c/\omega_1)$ при $\gamma = 0{,}1\omega_1$ (сверху) и $\gamma = 0{,}3\omega_1$ (снизу). $s_2 = 0{,}4\ s_1, L_2 = L_1$. Переход от резонансного режима к резонансному с увеличением γ и/или ω_c ясно виден

Рассмотрим собственные частоты латерального ПК и сравним с резонансными частотами диссипации P. Зоны идеального ПК (при $\gamma = 0$) можно найти с помощью модели Кронига-Пенни:

$$\cos[K(L_1 + L_2)] = \\ = \cos\frac{\pi\Omega}{\omega_1}\cos\frac{\pi\Omega}{\omega_2} - \frac{s_1^2 + s_2^2}{2s_1 s_2}\sin\frac{\pi\Omega}{\omega_1}\sin\frac{\pi\Omega}{\omega_2}, \qquad (4)$$

где $\Omega = \sqrt{\omega^2 - \omega_c^2}$, $\omega = \omega(K)$ – собственная частота плазмона, ω_1 и ω_2 – частоты «активной» и «пассивной» областей с плазменными скоростями s_1 и s_2 соответственно, ω_c – циклотронная частота, K – квазиволновой вектор плазменного кристалла. Для $\omega_c = 0$ уравнение (4) совпадает со спектром, найденным в работе [3]. Рассматривая нормальное падение внешнего излучения, собственные частоты плазменных волн в ПК можно искать как решения уравнения (4) с K = 0. Тогда уравнение (4) можно записать в виде произведения $Q_{bright}(\omega)Q_{dark}(\omega) = 0$, где

$$Q_{bright} = s_1 \cos\frac{\pi\Omega}{2\omega_1}\sin\frac{\pi\Omega}{2\omega_2} + s_2 \cos\frac{\pi\Omega}{2\omega_2}\sin\frac{\pi\Omega}{2\omega_1},$$
$$Q_{dark} = s_2 \cos\frac{\pi\Omega}{2\omega_1}\sin\frac{\pi\Omega}{2\omega_2} + s_2 \cos\frac{\pi\Omega}{2\omega_2}\sin\frac{\pi\Omega}{2\omega_1}.$$

Заметим, что резонансные частоты ω_n, определяемые $\Sigma(\omega_n, \gamma = 0) = 0$, удовлетворяют уравнению $Q_{bright}(\omega_n) = 0$, совпадая со *светлыми* модами, одновременно $Q_{dark}(\omega_n) \neq 0$. Таким образом *темные* моды $\omega_n^{dark}: Q_{dark}(\omega_n^{dark}) = 0$ не проявляются в диссипации однородного поля. Поэтому при однородном возбуждении в спектре видны только светлые моды.

Выводы

Тепловая карта рассеивания представлена на рис. 1 для фиксированных $\omega_{1,2}$ и разных значениях γ. Как видно, с увеличением магнитного поля резонансные частоты возрастают как $\sqrt{\omega_n^2 + \omega_c^2}$, а зазор между соседними резонансами уменьшается. Таким образом, магнитное поле выводит систему из суперрезонансного режима (когда различимы все решения ω_n) в резонансный (когда $\omega_{n+1} - \omega_n \sim \gamma$). Кроме того, разница между плазмонным резонансом и циклотронной частотой уменьшается с магнитным полем, так что для больших магнитных полей плазмонные и циклотронные резонансы перекрываются из-за конечного затухания γ и становятся неразличимыми.

Финансирование

Работа выполнена при поддержке гранта РНФ 20-12-00147-П.

Литература

1. Dyakonov and Shur // Phys. Rev. Lett. 1993. V. 71. P. 2465.

2. Dyakonov and Shur // IEEE Transactions on Electron Devices. 1996. V. 43. P. 380.

3. V. Yu. Kachorovskii, M. S. Shur // Appl. Phys. Lett. 2012. V. 100. P. 232108.

4. S. Boubanga-Tombet, W. Knap, D. Yadav, A. Satou, D. But, V. Popov, I. Gorbenko, V. Kachorovskii and T. Otsuji // Phys. Rev. X. 2020. V. 10. P. 031004.

5. P. Sai, V. V. Korotyeyev, M. Dub, M. Słowikowski, M. Filipiak, D. B. But, Yu. Ivonyak, M. Sakowicz, Yu. M. Lyaschuk, S. M. Kukhtaruk, G. Cywiński and W. Knap // Phys. Rev. X. V. 13. P. 041003.

Электролюминесценция МДП-структур с квантовыми точками InAs/GaAs

А. П. Горшков*, Н. С. Волкова, Е. Э. Атнашева, Е. Н. Кирьянова, А. В. Здоровейщев

ННГУ им. Н. И. Лобачевского, пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950
*gorshkovap@mail.ru

В работе впервые обнаружена электролюминесценция в МДП-структурах с квантовыми точками InAs/GaAs, выращенными газофазной эпитаксией при атмосферном давлении, не связанная с протеканием сквозного тока через диэлектрик. Исследование температурных и частотных характеристик доказывает, что механизм возникновения электролюминесценции связан с формированием инверсионного слоя на границе раздела диэлектрик-полупроводник при соответствующей полярности внешнего напряжения.

Введение

Впервые электролюминесценция МДП-структур на основе GaAs была получена в 1966 г. [1]. В работе [1] показано, что электролюминесценция (ЭЛ) может быть получена в МДП-структуре на основе однородно легированного полупроводника без протекания сквозного тока через слой диэлектрика, если на структуру подается переменное напряжение достаточно высокой амплитуды и частоты. Объяснение возникновения ЭЛ заключается в следующем. В полупериод, соответствующий выведению основных носителей из приповерхностной области полупроводника, в области пространственного заряда (ОПЗ) нарушается генерационно-рекомбинационное равновесие, приводящее со временем к формированию на границе раздела полупроводник-диэлектрик инверсионного слоя. В следующий полупериод накопленные неосновные носители заряда начнут двигаться в направлении объема полупроводника и рекомбинировать с основными. В те же годы проводились другие немногочисленные исследования ЭЛ МДП-структур [2, 3] на основе объемных полупроводников. Явление люминесценции, возникающей по описанному выше механизму, в квантово-размерных слоях ранее не исследовалось. Также стоит отметить, что в немногочисленных работах по ЭЛ в МДП-структурах не проводилось сопоставление экспериментальных результатов с теоретическими расчетами, хотя, очевидно, такой анализ позволил бы определить некоторые параметры области пространственного заряда полупроводника, в частности исследовать процессы генерации носителей заряда при неравновесном импульсном обеднении, скорость поверхностной рекомбинации, времена захвата и жизни неосновных носителей на поверхностных и квантово-размерных состояниях. Следовательно, явление ЭЛ в МДП-структурах способно дополнить широко применяемые в настоящее время емкостные методы исследования этих процессов.

Методика эксперимента

Исследования проводились на структурах с квантовыми точками (КТ) InAs/GaAs, выращенными на подложке и буферном слое n-GaAs и закрытыми нелегированным покровным слоем GaAs толщиной 30 нм. Для создания МДП-структуры на поверхности выращивался слой SiO_2 толщиной 100 нм, затем наносились полупрозрачные металлические контакты диаметром 500 мкм, состоящие из Pd толщиной 15 нм и Au 5 нм. Схематический вид исследуемой структуры показан на вставке рис. 1.

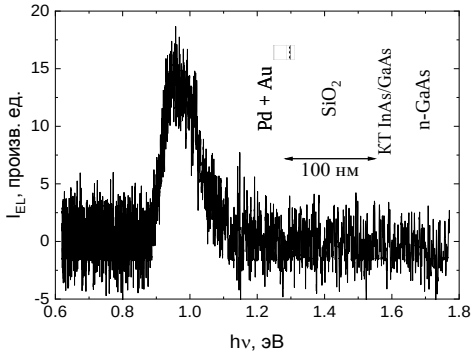


Рис. 1. Спектр электролюминесценции исследуемой МДП-структуры при T = 300 К

При измерении спектров ЭЛ на образец подавались прямоугольные биполярные импульсы напряжения амплитудой 15 В и длительностью фронтов 50 нс. Для регистрации спектров использовался InGaAs фотодиод и монохроматор SP150 с дифракционной решеткой 600 штр./мм. Регистрация сигнала осуществлялась по стандартной схеме синхронного детектирования с применением селективного вольтметра SR-810. При измерении частотной и амплитудной зависимостей для получения более интенсивного сигнала монохроматор не использовался, а излучение фокусировалось непосредственно на фотодиод.

Результаты и обсуждение

На спектре ЭЛ при комнатной температуре наблюдается только один пик, соответствующий энергии основного перехода КТ (рис. 1). Отсутствие на спектре пиков, связанных с рекомбинацией в смачивающем слое или матрице GaAs, позволило при исследовании температурных и частотных зависимостей ЭЛ КТ проводить широкополосное детектирование сигнала без разложения излучения в спектр.

Температурная зависимость интенсивности ЭЛ имеет максимум при 270–285 К (рис. 2). Падение ЭЛ с ростом температуры связано с повышением вероятности выброса носителей заряда из КТ в матрицу и дальнейшей безызлучательной рекомбинацией. Такое поведение характерно и для других видов люминесценции КТ (фотолюминесценции и для ЭЛ в pn-переходах). Падение интенсивности при уменьшении

температуры является особенностью только для ЭЛ в МДП-структурах. Оно связано с тем, что для излучательной рекомбинации нужны оба типа носителей. Электроны в квазинейтральной области существуют во всем диапазоне исследуемых температур и при подаче импульса положительной полярности на металл могут захватываться слоем КТ, расположенном вблизи поверхности. Однако дырки в равновесных условиях отсутствуют и появляются только в процессе формирования инверсионного слоя на границе полупроводник-диэлектрик во время отрицательного полупериода внешнего напряжения (вставка на рис. 2). Понижение температуры подавляет этот процесс генерации неосновных носителей, дырки не успевают накопиться, и ЭЛ в МДП-структуре падает. Подтверждением описанного механизма возникновения ЭЛ в МДП-структуре является факт увеличения сигнала при низких температурах, если структура освещается постоянной подсветкой в видимом диапазоне, которая позволяет сформировать инверсионный слой дырок за счет оптической генерации в обедненной области. Еще одним подтверждением описанного механизма является то, что ЭЛ наблюдается только при прямоугольных импульсах и исчезает при синусоидальных. При плавной смене полярности напряжения дырки инверсионного слоя успевают исчезнуть до прихода к поверхности электронов.

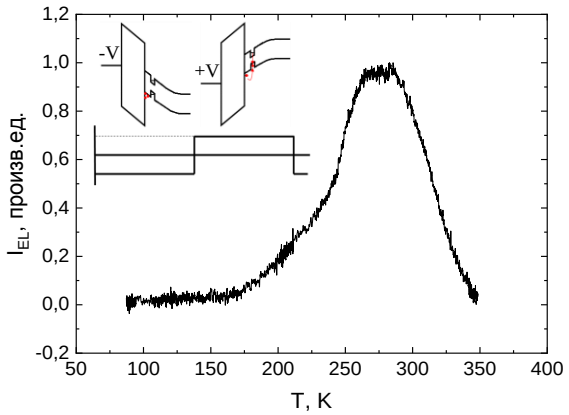


Рис. 2. Температурная зависимость интенсивности электролюминесценции на частоте ν = 3 кГц

На рис. 3 представлена частотная характеристика ЭЛ в МДП-структуре при комнатной температуре. Высокочастотный спад характеристики объясняется тем, что дырки не успевают сгенерироваться за отрицательную половину периода. Низкочастотный спад можно объяснить следующим образом: концентрация дырок в инверсионном слое с течением времени достигает насыщения, и дальнейшее увеличение длительности отрицательной фазы уже не приводит к росту концентрации дырок. Поэтому энергия излучения за период перестает расти с понижением частоты, а среднее значение сигнала за время интегрирования синхронного детектора начинает уменьшаться по линейному закону, что и наблюдается в эксперименте при частотах ниже 3 кГц. Таким образом, фаза неравновесного обеднения в данном образце длится 0,3 мс.

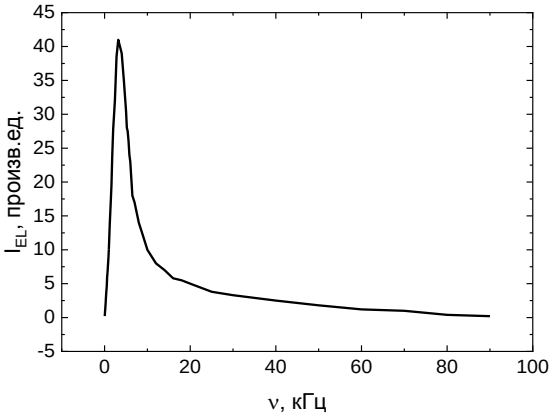


Рис. 3. Амплитудно-частотная характеристика ЭЛ МДП-структуры при T = 300 К

Выводы

Обнаружена электролюминесценция в МДП-структуре со слоем КТ, не связанная с протеканием сквозного тока через диэлектрик. Электролюминесценция связана с рекомбинацией носителей в КТ. Зависимости интенсивности электролюминесценции от температуры, частоты и формы импульсов смещения качественно объясняются кинетикой процесса накопления неосновных носителей при формировании инверсионного слоя на границе с диэлектриком.

Авторы выражают благодарность Б. Н. Звонкову за выращивание структур.

Литература

1. C. N. Berglund // Appl. Phys. Lett. 1966. V. 9, no. 12. P. 441–444.

2. S. Kameda, W. Carr // IEEE Journal of Quantum Electronics. 1973. Vol. 9. P. 374–378.

3. V. V. Diyakov, V. L. Kuzmin, V. K. Bashenov, V. A. Presnov // Phys. St. Sol. (A). 1970. V. 1. P. 45–47.

Эффекты самоорганизации при выращивании нитевидных нанокристаллов InGaN методом молекулярно-пучковой эпитаксии с плазменной активацией азота

В. О. Гридчин[1–3],*, К. П. Котляр[1–3], Е. В. Убыйвовк[1], А. С. Драгунова[4], Р. Р. Резник[1–3], С. А. Кукушкин[5], Г. Э. Цырлин[1–3]

[1]СПбГУ, Университетская наб., 13б, Санкт-Петербург, 199034
[2]СПбАУ РАН им. Ж. И. Алферова, ул. Хлопина, 8/3, Санкт-Петербург, 194021
[3]ИАП РАН, ул. Ивана Черных, 31/33, Санкт-Петербург, 198095
[4]НИУ ВШЭ, ул. Союза Печатников, 16, Санкт-Петербург, 190008
[5]ИПМаш РАН, Большой пр. В. О., 61, Санкт-Петербург, 199178
*gridchinvo@gmail.com

В работе рассмотрено влияние времени роста и ростовой температуры на формирование InGaN нитевидных нанокристаллов методом молекулярно-пучковой эпитаксии. Впервые показано, что самоорганизация при росте наноструктур InGaN ответственна за формирование не только структур «ядро-оболочка», но и за формирование кубических фаз сфалерита на вершинах ННК, трехмерных наноструктур и, более того, нанотрубок. Полученные результаты подтверждаются исследованиями методами растровой электронной микроскопии, просвечивающей электронной микроскопии, спектроскопии фотолюминесценции.

Нитевидные нанокристаллы (ННК) на основе тройных соединений InGaN в настоящее время представляют значительный интерес как для прикладных применений, в частности создания RGB микросветодиодов [1] и устройств разложения воды [2], так и для фундаментальных исследований. Ранее было показано, что выращивание ННК InGaN методом молекулярнопучковой эпитаксии с плазменной активацией азота (МПЭ ПА) сопровождается спонтанным формированием структуры «ядро-оболочка». При этом содержание In в «ядрах» таких ННК находится внутри области несмешиваемости соединения и может составлять от 30 до 45 % [3]. Более того, ряд исследований показывает, что рост ННК InGaN может сопровождаться образованием трехмерных наноструктур («наноцветов») [4, 5]. В настоящей работе мы впервые показываем, что самоорганизация при росте наноструктур InGaN ответственна за формирование не только структур «ядро-оболочка», но и за формирование кубических фаз сфалерита на вершинах ННК, трехмерных наноструктур и, более того, нанотрубок.

Эксперимент

Ростовые эксперименты проводились на установке МПЭ ПА Riber C12, оснащенной плазменным источником азота Addon RF 600 и молекулярными источниками Ga, In, Al, Mg, Si. Для роста использовались подложки Si(111) дырочной проводимости с полированной с одной стороны рабочей поверхностью. Перед ростом ННК подложки отжигались в ростовой камере при температуре 950 °C для термической очистки. Затем температура подложек снижалась до ростовых значений. После стабилизации температуры инициировался источник плазмы азота. Мощность источника составляла 450 Вт. Поток азота соответствовал 0,4 см^3/мин. На следующем этапе одновременно открывались заслонки источников In и Ga, обеспечивая потоки материлов на подложку, равные $1\cdot10^{-7}$ Торр каждый. Рост образцов проводился в азот-обогащенных условиях. Была проведена серия экспериментов, в которой изменялось время роста ННК и ростовая температура.

Результаты

Было обнаружено, что ННК InGaN со структурой «ядро-оболочка» спонтанно формируются на начальной стадии роста. Повышение времени роста при сохранении остальных ростовых параметров приводит к накоплению индия в верхней части ННК, что инициирует латеральный рост выше. При этом выше ННК формируются структуры двух типов: тригональные и гексагональные. Было обнаружено, что в центре тригональных наноструктур формируется кубическая фаза сфалерита, ответственная за формирование таких структур. Наноструктуры гексагонального типа состоят из вюрцитной кристаллической фазы. Дальнейшее увеличение времени роста приводит к образованию пор внутри ННК и тригональных/гексагональных наноструктур. Более того, вблизи границы ННК–тригональные/гексагональные наноструктуры были обнаружены следы капель индия. Таким образом, делается вывод о восходящей диффузии индия из ННК, ответственной за наблюдаемые изменения структурных свойств при изменении времени роста. Дальнейшее увеличение времени роста приводит к формированию трехмерных наноструктур по типу «наноцветов» с нанотрубками внутри. Более того, выявленные тенденции сохраняются в случае роста ННК при более высокой ростовой температуре. Полученные результаты подтверждаются исследованиями методами растровой электронной микроскопии, просвечивающей электронной микроскопии, спектроскопии фотолюминесценции.

Выводы

Таким образом, в данной работе впервые показано, что свойства нитевидных нанокристаллов InGaN существенно зависят от времени роста образцов. Обнаруженные особенности формирования ННК важно учитывать при создании приборных структур, в частности микросветодиодов.

Финансирование

Ростовые эксперименты проведены при финансовой поддержке Российского научного фонда (проект № 23-79-00012). Исследования физических свойств экспериментальных образцов проведены при финансовой поддержке Санкт-Петербургского государственного университета в рамках исследовательского гранта № 95446496.

Литература

1. A. Pandey, et al. An Ultrahigh Efficiency Excitonic Micro-LED // Nano Letters. 2023. V. 23, no. 5. P. 1680–1687.

2. F. Z. Tijent, P. Voss, M. Faqir. Recent advances in InGaN nanowires for hydrogen production using photoelectron-chemical water splitting // Materials Today Energy. 2023. P. 101275.

3. V. O. Gridchin, et al. Multi-colour light emission from InGaN nanowires monolithically grown on Si substrate by MBE // Nanotechnology. 2021. V. 32, no. 33. P. 335604.

4. R. R. Reznik, et al. Synthesis of morphologically developed ingan nanostructures on silicon: influence of the substrate temperature on the morphological and optical properties // Semiconductors. 2020. V. 54. P. 1075–1077.

5. C. Thota, et al. Feather-Shaped InGaN Nanorods for Selective ppb-Level Detection of NO2 Gas at Room Temperature // ACS Applied Nano Materials. 2021. V. 4, no. 12. P. 13288–13296.

Исследование механизмов рассеяния в двойных квантовых ямах InGaAs/GaAs в параллельном магнитном поле

С. В. Гудина*, Ю. Г. Арапов, В. Н. Неверов, А. П. Савельев, Н. Г. Шелушинина, М. В. Якунин

Институт физики металлов им. М. Н. Михеева Уральского отделения РАН, ул. Софьи Ковалевской, 18, Екатеринбург, 620108
*svpopova@imp.uran.ru

В двойных квантовых ямах n-InGaAs/GaAs с сильной туннельной связью исследован процесс подавления резонансного сопротивления магнитным полем, параллельным плоскости структуры, в полях B до 9 Тл и температурном интервале T = (1,8–70) K. Из анализа отрицательного магнитосопротивления в параллельном поле при фиксированных температурах получена температурная зависимость квантового времени жизни носителей заряда $\tau_q(T)$, и проведено разделение вкладов различных механизмов рассеяния в τ_q. Показано, что наблюдаемая немонотонная температурная зависимость квантового времени жизни электронов обусловлена сочетанием интерференционного вклада от обменного электрон-электронного взаимодействия в баллистическом режиме и механизма неупругого электрон-электронного рассеяния, соответствующего пределу «грязного» металла с учетом динамически экранированного кулоновского взаимодействия.

Введение

Двойная квантовая яма (ДКЯ) – это система, в которой две одиночные ямы разделены тонким барьером, позволяющим осуществлять туннелирование между ямами (работа [1] и ссылки в ней). Наличие дополнительных степеней свободы в квазидвумерных системах из двух туннельно-связанных квантовых ям приводит к возникновению целого ряда новых и интересных магнитотранспортных явлений. В частности, в структуре ДКЯ можно исследовать туннельную проводимость, если измерять туннельный ток, протекающий перпендикулярно слоям. Резонансное туннелирование между одиночными 2DEG требует сохранения как энергии, так и импульса в 2D-плоскости, что позволяет оценивать времена жизни электронных состояний в квантовых ямах по уширению резонансной линии.

Один из методов определения квантового времени жизни, τ_q, основан на явлении резонанса продольного сопротивления в квазидвумерных системах из двух туннельно связанных квантовых ям с несимметричным рассеянием. В этом методе измеряется стандартная проводимость вдоль слоев 2D-структуры. Максимум на зависимостях продольного сопротивления от напряжения на затворе возникает при туннельной связи двух 2DEG вследствие когерентного совпадения двух нижних квантованных уровней в одиночных квантовых ямах.

Установлено [2, 3], что амплитуда максимума сопротивления в резонансе определяется соотношением подвижностей электронов в ямах, т. е. соотношением транспортных времен релаксации импульса, τ_{tr}, тогда как ширина резонансного пика сопротивления связана с квантовым временем жизни, τ_q, электронов. Из такого эксперимента можно получить температурные зависимости этих времен релаксации в определенном диапазоне температур.

Магнитное поле, параллельное плоскости подложки структуры, выводит электронные состояния из резонанса, разрушая туннельные эффекты и приводя к уменьшению резонансного сопротивления [4]. Скорость уменьшения сопротивления определяется величиной туннельной щели и размытием уровней энергии в ямах, $\hbar/\tau_q$ и, следовательно, квантовым временем жизни.

Несколько механизмов рассеяния способствуют ограничению квантового времени жизни электронов в полупроводниках. При низкой температуре время жизни электронов вблизи поверхности Ферми определяется упругим рассеянием на статическом потенциале примесей и дефектов в материале, τ_{imp}. При более высоких температурах становятся существенными неупругие процессы, такие как электрон-фононное, $\tau_{e\text{-}ph}$, и электрон-электронное, τ_{ee}, рассеяние. Транспортные измерения позволяют полностью изучить процессы упругого рассеяния и электрон-фононные процессы. Но гораздо сложнее извлечь время электрон-электронного рассеяния из транспортных экспериментов, поскольку такие процессы сохраняют полный импульс электронной системы. Изучение резонансных туннельных явлений в структурах с ДКЯ дает эффективный экспериментальный инструмент для определения квантового времени жизни носителей заряда, в том числе для анализа процессов электрон-электронного рассеяния.

Результаты

Исследованы структуры с двойными квантовыми ямами n-$In_{0,2}Ga_{0,8}As$/GaAs шириной 50 Å, которые разделены барьером GaAs шириной 70 и 100 Å. Концентрация и подвижность электронов составляли (1,2–1,6) м^2/В·с и (2,1–2,3) × 10^{15} м$^{-2}$. Образцы выращены методом металлоорганической газофазной эпитаксии в НИФТИ Нижегородского университета группой Б. Н. Звонкова [5]. Измерения компонент тензора сопротивления $R_{xx}(B, T)$ и $R_{xy}(B, T)$, выполненные в Центре коллективного пользования «Испытательный центр нанотехнологий и перспективных материалов» ИФМ УрО РАН, проведены при 1,8 < T < < 70 К в наклонных магнитных полях при детальном сканировании плоскости ($B_{||}$, $B_{\perp}$) в пределах всей окружности от полного значения магнитного поля, достигаемого в используемом соленоиде (9,0 Тл), до ну-

ля с использованием прецизионного электронно-управляемого программируемого вращателя «Quantum Design». Отрицательное магнитосопротивление, которое наблюдается в магнитном поле $B_{||} \lesssim 6$ Тл на экспериментальных зависимостях $R_{xx}(B_{||}, T)$ в параллельном плоскости структуры магнитном поле $B_{||}$, $j||B_{||}$ при фиксированных температурах, в туннельно-связанных ДКЯ определяется подавлением туннелирования в параллельном магнитном поле [4, 6–10].

Анализ полученных зависимостей $R_{xx}(B_{||})$ в рамках подхода, развитого в работе [8], позволил получить зависимость квантового времени жизни от температуры $\tau_q(T)$, которая оказалась немонотонной, в существенном отличии от плавного хода зависимости $\tau_q(T)$, наблюдаемого в ДКЯ GaAs/AlGaAs с высокой подвижностью [8, 9, 11, 12]. Ответственный за немонотонность линейный по T рост $\tau_q(T)$ начинается при $k_B T\tau_{tr}/\hbar \gtrsim 1$, т. е. в баллистическом режиме. Сделано предположение, что увеличение квантового времени жизни $\tau_q(T)$ при $k_B T\tau_{tr}/\hbar \geq 1$ обусловлено тем же механизмом, что и в $\tau_{tr}(T)$, где рост τ_{tr} с температурой связан с интерференционным вкладом в проводимость от электрон-электронного взаимодействия в баллистическом режиме [5], и, таким образом, интерференционные вклады в $\tau_q(T)$ и $\tau_{tr}(T)$ идентичны.

Оставшаяся после вычитания интерференционного вклада зависимость $\tau_q(T)$ содержит вклады от различных механизмов уширения уровня, τ_{imp} и τ_{ee}, и была описана в рамках подхода [13], соответствующего пределу «грязного» металла $k_B T\tau/\hbar << 1$ с учетом динамически экранированного кулоновского взаимодействия. Такое поведение функционально отличается от типичных зависимостей, наблюдаемых в классических ДКЯ на основе GaAs/AlGaAs [8, 9, 11, 12], имеющих характерный параболический ход.

Основные причины качественного отличия в поведении $\tau_q(T)$ в классических полупроводниковых системах с ДКЯ GaAs/AlGaAs (с КЯ GaAs) и исследованных здесь ДКЯ InGaAs/GaAs (с КЯ InGaAs) кроются в различии характерного масштаба рассеивающего примесного потенциала: крупномасштабные флуктуации потенциала удаленных примесей с большим спейсером в КЯ GaAs и короткодействующий характер случайного потенциала от сплавного рассеяния носителей в твердом растворе замещения в КЯ InGaAs. Это приводит к катастрофической разнице подвижностей носителей заряда, которые отличаются на два порядка, $\mu(\text{GaAs}) >> \mu(\text{InGaAs})$, и, в свою очередь, к существенной разнице в оценке температурной границы перехода от диффузионного («грязный» предел) к баллистическому (предел слабого беспорядка) режиму проводимости из условия $k_B T\tau_{tr}/\hbar = 1$, так что в GaAs/AlGaAs предел слабого беспорядка реализуется уже при самых низких T, что обусловливает наблюдение близкой к параболической зависимости $\tau_q^{-1}(T)$ во всем исследованном интервале температур. Кроме того, именно характерный масштаб рассеивающего потенциала определяет наличие (в InGaAs) или отсутствие (в GaAs) интерференционного вклада в проводимость 2D-системы от электрон-электронного взаимодействия. Теория [14] предполагает короткодействующий характер примесного потенциала. Механизм формирования квантовой поправки в баллистическом режиме [14] – это интерференция падающей и отраженной электронных волн при рассеянии назад на одиночной примеси. Однако для крупномасштабного примесного потенциала, как показано Горным и Мирлиным [15, 16], механизм [14] не работает, так как при малоугловом рассеянии электронов на плавном потенциале процессы рассеяния назад на одиночной примеси невозможны.

Выводы

Из анализа проводимости в параллельном плоскости структуры магнитном поле при фиксированных температурах в наноструктурах n-InGaAs/GaAs с двойными сильно-связанными квантовыми ямами получена температурная зависимость квантового времени жизни, необычный ход которой объяснен интерференционным вкладом в проводимость от электрон-электронного взаимодействия в баллистическом режиме и неупругим электрон-электронным рассеянием, соответствующим пределу «грязного» металла с учетом динамически экранированного кулоновского взаимодействия.

Финансирование

Работа выполнена в рамках государственного задания «Электрон».

Литература

1. P. Michetti, et al. // Phys. Rev. B. 2012. V. 85. P. 125309.
2. A. Palevski, et al. // Phys. Rev. Lett. 1990. V. 65. P. 1929.
3. Y. Berk, et al. // Phys. Rev. B. 1994. V. 50. P. 420.
4. G. S. Boebinger, et al. // Phys. Rev. B. 1991. V. 43. P. 12673.
5. S. V. Gudina, et al. // Physica E. 2019. V. 113. P. 14.
6. A. Kurobe, et al. // Phys. Rev. B. 1994. V. 50. P. 4889.
7. Y. Ohno, H. Sakaki and M. Tsuchiya // Phys. Rev. B. 1994. V. 49. P. 11492.
8. Y. Berk, et al. // Phys. Rev. B. 1995. V. 51. P. 2604.
9. M. Slutzky, et al. // Phys. Rev. B. 1996. V. 53. P. 4065.
10. O. E. Raichev, F. T. Vasko // Phys. Rev. B. 1996. V. 53. P. 1522.
11. S. Q. Murphy, et al. // Phys. Rev. B. 1995. V. 52. P. 14825.
12. N. Turner, et al. // Phys. Rev. B. 1996. V. 54. P. 10614.
13. H. Fukuyama, E. Abrahams // Phys. Rev. B. 1983. V. 27. P. 5976.
14. G. Zala, B. N. Narozhny and I. L. Aleiner // Phys. Rev. B. 2001. V. 64. P. 214204.
15. I. V. Gornyi, A. D. Mirlin // Phys. Rev. Lett. 2003. V. 90. P. 076801.
16. I. V. Gornyi, A. D. Mirlin // Phys. Rev. B. 2004. V. 69. P. 045313.

Плазмонная метаповерхность для связи TE- и TM-мод в планарном диэлектрическом волноводе и циркулярно-поляризованного света

А. А. Деменев[1,*], И. М. Фрадкин[2,3], А. В. Ковальчук[4], В. Д. Кулаковский[1], В. Н. Антонов[2], С. А. Дьяков[2], Н. А. Гиппиус[2]

[1]Институт физики твердого тела им. Ю. А. Осипьяна РАН, ул. Акад. Осипьяна, 2, Черноголовка, Московская обл., 142432
[2]Сколковский институт науки и технологий, Большой бульвар, 30/1, Москва, 121205
[3]Московский физико-технический институт (НИУ), пер. Институтский, 9, Долгопрудный, Московская обл., 141701
[4]Институт проблем технологии микроэлектроники и особочистых материалов РАН, ул. Акад. Осипьяна, 6, Черноголовка, Московская обл., 142432
*demenev@issp.ac.ru

В работе исследовались метаповерхности в виде периодических решеток из прямоугольных золотых наночастиц, нанесенных на структуру с планарным волноводным слоем из нитрида кремния. Показано, что решетки формируют эффективную связь между TE- и TM-поляризованными волноводными модами и внешним циркулярно-поляризованным оптическим полем. TE- и TM-поляризованные моды, возбуждаемые циркулярном светом, распространяются в противоположных направлениях, а смена закручивания поляризации внешнего поля приводит к смене направления их распространения на противоположное. Найдено, что эффективность маршрутизации в структуре достигала 95%. Система работает и в режиме вывода поляризации: от направления распространения поляризованной волноводной моды зависит циркулярная компонента выводимого плазмонной решеткой света. Модуль степени циркулярной поляризации выводимого света в направлении нормали к структуре достигал 97%. Результаты показывают, что на основе исследованной волноводной структуры с метаповерхностью возможна реализация, например, мультиплексоров и демультиплексоров на поляризованных волноводных модах или компактных излучателей циркулярной поляризации.

В связи с активным использованием и возрастающей ролью света в развитии информационных технологий большое внимание уделяется исследованиям в области нанофотоники. Одной из важнейших задач современной нанофотоники является разработка интерфейсов связи для интегральных оптических схем. Создание метаповерхностей из металлических нанообъектов является одним из возможных решений для подобных интерфейсов, поскольку плазмонные метаповерхности позволяют эффективно управлять светом на наноуровне вследствие возбуждения в них локализованных поверхностных плазмонов.

Использование плазмонных периодических решеток (ПР) из прямоугольных металлических наночастиц, нанесенных на планарные волноводные структуры, может рассматриваться в качестве перспективного интерфейса и позволяет организовать связь между внешним оптическим полем и волноводными модами. С практической стороны, использование волноводных мод вместо поверхностных плазмонов имеет ряд преимуществ: малые потери при распространении мод, возможность работы на TE- и на TM-поляризованных модах. В недавней работе [1] на примере GaAs волноводных структур с ПР было продемонстрировано переключение направления распространения TE-поляризованных волноводных мод при смене циркулярной компоненты внешнего оптического поля. В то же время, решетка выводила TE-моду в практически (80%) циркулярный свет.

В настоящей работе исследовались оптические свойства структур с планарным волноводным слоем из нитрида кремния и метаповерхностями в виде плазмонных решеток из прямоугольных золотых наночастиц, работающих при комнатной температуре.

Результаты

На рис. 1, *a* показана схема волноводной структуры с плазмонной золотой решеткой (слева) и схема расположения возбуждаемой и детектируемых решеток на образце (справа). Плазмонная периодическая решетка с размерами 30×30 мкм состояла из двух подрешеток с ортогонально расположенными золотыми прямоугольными наночастицами, которые были ориентированы под 45° к осям периодичности ПР (оси *X* и *Y*).

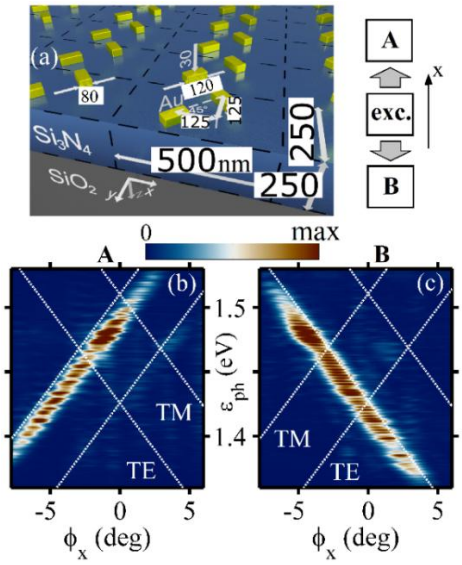


Рис. 1. Схема волноводной структуры (*a*) с метаповерхностью в виде золотой плазмонной решетки (все размеры в нм) и схема расположения накачиваемой (центральная решетка) и детектируемых плазмонных решеток (решетки A и B); *b* и *c* – дисперсии (при $\phi_Y = 0$) волноводных мод, распространяющихся в *X*-направлении и выводимых решетками A (*b*) и B (*c*) при накачке светом с правой круговой поляризацией

Для исследования эффекта управляемого переключения направления распространения волноводных мод (роутинг-эффекта) и пространственной селекции рассеянного резонансного лазера накачки, на поверхности образца создавалась матрица из трех ПР, расположенных в *X*-направлении, со 100 мкм рас-

стоянием между центрами ПР. Центральная решетка возбуждалась светом с левой (LHCP) и правой (RHCP) циркулярной поляризацией вблизи нормали к поверхности структуры. Детектировалось излучение из верхней (решетка A) и нижней (решетка B) ПР также вблизи нормали к структуре.

В эксперименте показано, что при облучении ПР в волноводном слое из нитрида кремния возбуждаются и *TE*- и *TM*-поляризованные моды (рис. 1, *b*, *c*). На рисунке белыми пунктирными линиями показаны дисперсии волноводных мод в структуре без ПР, смещенные на вектор обратной решетки. Продемонстрирован роутинг-эффект, создаваемый решеткой: при накачке циркулярным светом *TE*- и *TM*-поляризованные моды распространяются всегда в противоположных направлениях вдоль оси *X* (рис. 1, *b*, *c*), а смена закручивания поляризации внешнего поля приводит к смене направления распространения волноводных мод на противоположное.

Для оценки роутинг-эффекта его величина определялась нами как $RE_{R/L} = (I^{B}_{R/L} - I^{A}_{R/L})/(I^{B}_{R/L} + I^{A}_{R/L})$, где $I^{A/B}_{R/L}$ – полная интенсивность излучения из решетки A или B при накачке центральной ПР светом с правым (R) или левым (L) закручиванием. На рис. 2 показаны спектры интенсивности излучения из решеток A и B при детектировании по нормали к структуре.

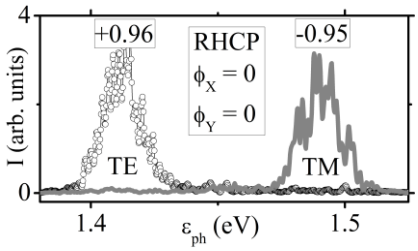


Рис. 2. Спектры интенсивности излучения из плазмонных решеток A и B при детектировании в направлении нормали к структуре ($\phi_X = \phi_Y = 0$) при накачке лазером с правой циркулярной поляризацией

Цифрами показана величина RE_R на частотах TE- и TM-мод. Как видно из рисунка, эффективность маршрутизации в структуре достигала 95–96%.

Изучаемая структура с плазмонной метаповерхностью демонстрировала эффективность и в решении обратной задачи поляризационного управления. Показано, что для фиксированной поляризации волноводной моды от направления ее движения будет зависеть циркулярная компонента выводимого решеткой света, т. е. при развороте волнового вектора моды закручивание внешнего поля меняло знак на противоположный. В то же время, если зафиксировать направление распространения волноводной моды, то при изменении ее поляризации будет также меняться циркулярная компонента выводимого света. Реализация данного случая представлена на рис. 3, где показаны угловые спектры излучения из решетки B в циркулярном базисе на частотах TE- и TM-мод. Цифрами указана степень циркулярной поляризации излучаемого решеткой света в направлении нормали. Как видно из рисунка, модуль данной величины достигал 97%.

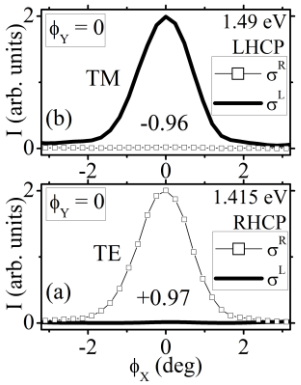


Рис. 3. Угловые спектры (при $\phi_Y = 0$) излучения из плазмонной решетки B в циркулярном базисе на частоте TE (*a*) и TM (*b*) волноводной моды при $\phi_X = \phi_Y = 0$ для случая накачки лазером с правой (*a*) и левой (*b*) круговой поляризацией

Выводы

Исследованные плазмонные решетки эффективно связывают TE- и TM-поляризованные моды, распространяющиеся в планарном волноводном слое, и внешнее циркулярно-поляризованное оптическое поле. Продемонстрировано управление поляризацией и направлением распространения волноводных мод через изменение циркулярной поляризации внешней резонансной накачки. Эффективность подобной маршрутизации достигала 95–96%. С другой стороны, показана возможность управления частотой и циркулярной компонентой излучаемого плазмонной решеткой света через изменение поляризации и направления распространения волноводных мод. Абсолютная величина степени циркулярной поляризации излучаемого в направлении нормали света достигала 97%. Многообразие параметров управления для изученной волноводной метаструктуры указывает на существенный потенциал ее использования в качестве интерфейса связи между интегрированными оптическими схемами и свободно распространяющимся светом.

Финансирование

Работа выполнена при поддержке грантами РНФ № 19-72-30003 и № 22-12-00351.

Литература

1. I. M. Fradkin, A. A. Demenev, V. D. Kulakovskii, V. N. Antonov and N. A. Gippius // Appl. Phys. Lett. 2022. V. 120. P. 171702-1–171702-8.

Влияние электрохимического окисления на люминесцентные, парамагнитные и транспортные свойства пористого кремния

Е. С. Демидов*, Д. А. Афанасьев, Н. Е. Демидова, А. В. Нежданов, А. И. Машин

Нижегородский государственный университет им. Н. И. Лобачевского, пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950
*demidov@phys.unn.ru

Представлены данные влияния электрохимического окисления (ЭХО) на парамагнитные и транспортные, а также люминесцентные свойства наноразмерного пористого кремния (ПК) на монокристаллах Si как n^+- так и p-типа. Оказалось возможным увеличение интенсивности ФЛ в пять раз ПК на КДБ-2 и на порядок – на КЭС-0.01 в результате ЭХО. В рамках квантово-размерной модели фотолюминесценции (ФЛ) и с учетом неравномерного распределения пор объясняются особенности роста и спада интенсивности ФЛ, красный сдвиг ФЛ ПК на p-Si по мере увеличения времени ЭХО.

Введение

Вначале наиболее интересными были люминесцентные и электролюминесцентные свойства пористого кремния (ПК). Далее список возможных его применений существенно расширился. Есть перспективы использования ПК для газовых сенсоров, биомедицинских приборов, эффективных электрических источников тока и электроемкостей [1]. Интересны химические сенсоры, основанные на калориметрическом отклике фотонного кристалла из ПК [2]. Нанопористый кремний интересен как хранилище водорода, катализатор, геттер [3], как звукоизолятор, тепловой барьер и аттенюатор вибраций [4], для приготовления ансамблей квантовых точек [5], в качестве антиотражающего покрытия солнечных элементов [6], в качестве анода литий-ионных аккумуляторов [7]. Ранее [8] исследовано влияние времени электрохимического окисления (ЭХО) на ЭПР и транспортные свойства слоев пористого кремния (ПК) на n^+-кремнии КЭС-0.01. Неожиданным оказалось существенное увеличение концентрации P_b-центров безызлучательной рекомбинации в процессе ЭХО.

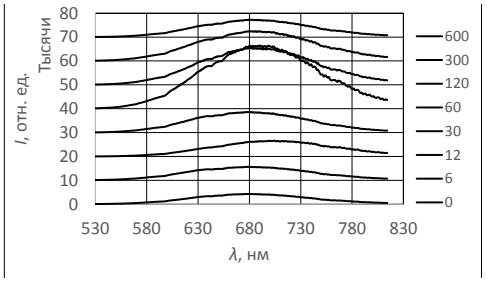


Рис. 1. Спектры ФЛ ПК на кремнии КДБ-2 при 293 К при различных продолжительностях анодного окисления в растворе HNO_3:C_2H_5OH. Цифры у кривых справа – время анодного окисления t_o в секундах

В настоящей работе представлены данные влияния электрохимического окисления на парамагнитные и транспортные, а также люминесцентные свойства пористого кремния на монокристаллах как n- так и p-типа. Обсуждается корреляция образования P_b–центров с фотолюминесценцией (ФЛ) в процессе ЭХО, влияние времени ЭХО на изменение спектра ФЛ и дискретного туннелирования.

Пористые слои формировались на пластинах монокристаллического кремния промышленных марок КЭС-0.01 с удельным сопротивлением 0,01 Ом·см и ориентацией (111) и КДБ-2 с удельным сопротивлением 2 Ом·см и ориентацией (111) в смеси 55% плавиковой кислоты HF и этилового спирта C_2H_5OH в соотношении 1:1 при средней плотности тока 10 мА/см^2. Анодное окисление производилось в 5%-растворе азотной или борной кислоты в этиловом спирте. После каждой процедуры образцы промывались в этиловом спирте и высушивались. При этом за 600 с образовывались слои ПК толщиной ≈1 мкм на кремнии КДБ-2 и ≈2 мкм на КЭС-0.01. Спектры ФЛ исследовались при комнатной температуре на комплексе романовской спектроскопии NTEGRA Spectra производства компании NT-MDT (г. Зеленоград) с применением лазера с длиной волны 473 нм. Спектры ЭПР снимались при 293 К на трехсантиметровом спектрометре EMX 10/12 фирмы Брукер, оснащенном электромагнитом с полем до 1,5 Тл. Перед измерениями образцы хранились на воздухе больше недели.

Результаты и обсуждение

Результаты измерения ЭПР P_b-центров и транспортных свойств анодным способом окисленного ПК на КЭС-0.01 в растворе H_3BO_3:C_2H_5OH оказались идентичными таковым для ПК, окисленного в спиртовом растворе HNO_3. Также с ростом времени ЭХО на порядок возрос сигнал ЭПР P_b-центров, что мы связываем с ростом числа дислокаций в наночастицах Si в ПК.

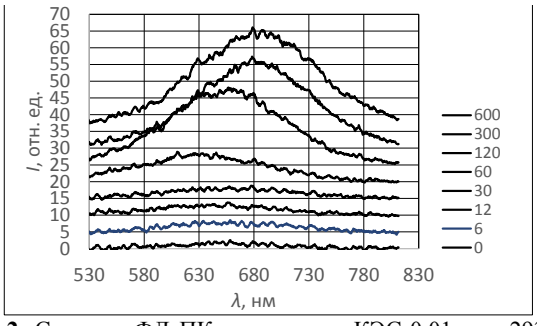


Рис. 2. Спектры ФЛ ПК на кремнии КЭС-0.01 при 293 К при различных продолжительностях анодного окисления в растворе HNO_3:C_2H_5OH. Цифры у кривых справа – время анодного окисления t_o в секундах

Также в ВАХ диодных структур с прослойкой ПК проявились признаки дискретного туннелирования. Отличие состоит в основном в том, что из-за более низкой электропроводности раствора борной кислоты

потребовалось на порядок большее время окисления для достижения тех же изменений свойств ПК.

На рис. 1 и 2 представлены спектры ФЛ ПК на кремнии КДБ-2 и КЭС-0.01 соответственно, при 293 К при различных продолжительностях ЭХО в растворе HNO_3:C_2H_5OH. Как видно, интенсивность ФЛ ПК на КЭС-0.01 на три порядка меньше, чем на КДБ-2. Неожиданными оказалось увеличение интенсивности ФЛ в пять раз ПК на КДБ-2 и на порядок – на КЭС-0.01 в результате ЭХО (рис. 3).

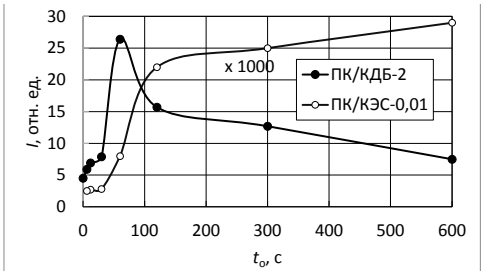


Рис. 3. Зависимости максимума интенсивности ФЛ I от времени анодного окисления t_o ПК на кремнии p-типа КДБ-2 и n^+-типа КЭС-0.01

В начале ЭХО происходит быстрый рост интенсивности ФЛ до t_o = 60 с ПК на кремнии p-типа КДБ-2 и до t_o = 120 с ПК на кремнии n-типа КЭС-0.01.

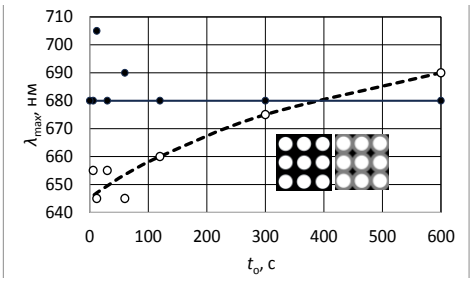


Рис. 4. Зависимости длины волны максимума интенсивности ФЛ λ_{max} от времени анодного окисления t_o ПК на кремнии p-типа КДБ-2 и n^+-типа КЭС-0.01. Сплошная черная линия – линия тренда для ПК на КЭС-0.01, пунктирная – линия тренда для ПК на КДБ-2. Левая вставка – идеализированная картина пор ПК, правая вставка – то же для окисленного ПК: черный цвет – кремний, серый – оксид кремния, белый – воздух внутри поры

Неожиданным результатом является и красный сдвиг максимума ФЛ ПК на КДБ-2 на рис. 4. Если бы поры были распределены равномерно, как показано на левой вставке на рис. 4, то в результате окисления внутренности пор должно происходить образование кремниевых наноразмерных волокон как на правой вставке на рис. 4. В рамках квантово-размерной модели ФЛ по мере дальнейшего окисления ПК должен происходить голубой сдвиг максимума ФЛ, что противоречит эксперименту. Противоречие устраняется с учетом неравномерного распределения пор. При анодном окислении ток дырок из подложки p-кремния по большей части проходит в промежутках между более удаленными порами с бóльшим сечением, их большей проводимости и с меньшим барьером для дырок из-за квантово-размерного эффекта. В результате окисления в этих промежутках появляются кремниевые нити, увеличивающие вклад в красно-оранжевую ФЛ. Дополнительный вклад в красный сдвиг, вероятно, происходит из-за исчезновения самых тонких кремниевых нитей в областях с высокой плотностью пор. Этим же дополнительным вкладом, по-видимому, обусловлен дальнейший спад ФЛ ПК на КДБ-2 после t_o = 60 с.

В случае ПК на КЭС-0.01 причина крутого подъема интенсивности ФЛ на рис. 3 до t_o = 120 с, вероятно, та же. Дырки генерируются в результате пробоя области пространственного заряда (ОПЗ) в n^+-Si вблизи границы с оксидом кремния. Спад интенсивности и красный сдвиг ФЛ из-за дополнительного механизма исчезновения самых тонких кремниевых нитей блокируется (ОПЗ) в n^+-Si.

Выводы

Данные ЭПР P_b-центров и транспортных свойств анодно окисленного ПК на Si-n^+ в растворах борной и азотной кислот оказались идентичными. В рамках квантово-размерной модели ФЛ ПК с неравномерным распределением пор объясняются особенности роста и спада интенсивности ФЛ, красный сдвиг ФЛ ПК на p-Si по мере увеличения времени анодного окисления.

Литература

1. J. Salonen, E. Mäkilä // Industrial Physics Laboratory Department of Physics and Astronomy University of Turku. 2018. P. 19.

2. V. Ivanov, A. Skryshevsky, Belarouci // Physics Sensors and Actuators. A: Physical. 333. 1133091 (2022).

3. L. Canham. Microporous Silicon. In: Canham, L. (eds) Handbook of Porous Silicon. Springer, Cham. P. 149–155 (2018).

4. C. Miao, L. Liang, F. Zhang, et al. // International Journal of Minerals, Metallurgy and Materials. 29. 424–438 (2022).

5. F. P. García de Arquer, D. V. Talapin, V. I. Klimov, Y. Arakawa, M. Bayer, E. H. Sargent // Science. 373. 1–14 (2021).

6. В. В. Трегулов / Автореферат докторской диссертации, 39 с., Рязань (2022).

7. O. Kuntyi, G. Zozulya, M. Shepida // Advances in Materials Science and Engieering. 2022. P. 1–15 (2022).

8. Е. С. Демидов, Д. А. Афанасьев, В. В. Карзанов, Н. Е. Демидова // Труды XXVII международного симпозиума «Нанофизика и наноэлектроника», 13–16 марта 2023 г., Н. Новгород : ИПФ РАН. 2023. Т. 2. С. 572–573.

Лазерные методы управления свойствами квантовых точек InAs/GaAs

П. Б. Демина[1,*], О. В. Вихрова[1], М. В. Дорохин[1], Ю. А. Данилов[1], В. П. Лесников[1], Б. Н. Звонков[1], А. В. Нежданов[1], А. Е. Парафин[2], Р. Н. Крюков[1]

[1] НИФТИ ННГУ им. Н. И. Лобачевского, пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603022
[2] Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, 7, д. Афонино, Кстовский р-н, Нижегородская обл., 603087
*demina@phys.unn.ru

В работе исследованы образцы с квантовыми точками InAs/GaAs, полученными методом самоорганизации, расположенными вблизи поверхности. Рассмотрены способы модифицирования их свойств лазерными методами: импульсным лазерным нанесением углеродного слоя на поверхность и импульсным лазерным отжигом. Найдены режимы, позволяющие увеличить интенсивность излучения квантовых точек за счет повышения их однородности и снижения вклада безызлучательной рекомбинации. Показана возможность формирования углеродного контакта, изменяющего характеристики барьера и сохраняющего излучательные свойства близко расположенного квантово-размерного слоя.

Введение

Массив самоорганизованных квантовых точек (КТ), например, InAs в матрице GaAs, является высокоэффективным функциональным слоем для целого ряда приборов: солнечных элементов, фотоприемников, лазеров, пленочных термоэлектрических элементов [1]. Современные технологии обеспечивают воспроизводимое формирование структур с КТ. Однако интеграция этих структур в полупроводниковые приборы требует привлечения дополнительных постростовых методов обработки, которые обеспечили бы повышение однородности КТ, формирование контактного слоя для подведения/отведения зарядов, защиту поверхности от воздействия атмосферы. Подобными свойствами обладает разработанный нами метод комплексной обработки, который заключается в нанесении на поверхность структур слоя углерода и последующем импульсном лазерном отжиге. В настоящей работе представлены результаты исследования модификации свойств гетероструктур с КТ InAs/GaAs в результате применения таких методов воздействия.

Для проведения исследований были изготовлены структуры со слоем самоорганизованных квантовых точек InAs/GaAs, расположенным на расстоянии 30 нм от поверхности. Структуры сформированы методом МОС-гидридной эпитаксии на подложках n^+-GaAs (100). Методом импульсного лазерного распыления пирографита в вакууме на поверхность готовой гетероструктуры наносился полупрозрачный углеродный слой (С-слой) толщиной ~ 4 нм. Такой углеродный слой на поверхности, помимо прочего, формирует химически и механически стойкий проводящий полупрозрачный контакт [2], что существенно облегчает дальнейшую технологию создания диодных структур на основе A_3B_5 гетеросистем.

Импульсный лазерный отжиг образцов проводили эксимерным лазером LPX-200. Расфокусированный пучок излучения (рабочая смесь KrF) на длине волны 248 нм с длительностью импульса ≈30 нс направлялся на поверхность структуры с КТ, предварительно закрытую С-слоем. Известно, что наличие углеродного слоя на поверхности гетероструктуры увеличивает однородность воздействия импульсного лазера [3]. Плотность энергии излучения эксимерного лазера варьировалась от 100 до 350 мДж/см^2.

Результаты перечисленных воздействий определялись по исследованиям спектров фото- и электролюминесценции КТ, спектров комбинационного рассеяния света (КРС) и данных атомно-силовой микроскопии (АСМ). Фотолюминесценция (ФЛ) возбуждалась He-Ne лазером мощностью 30 мВт, измерения проводились при 77 К. Электролюминесценция (ЭЛ) измерялась при прямом смещении диодов на основе гетероструктур с КТ при комнатной температуре. Спектры КРС измерялись на установке NTEGRA SPECTRA (NT-MDT) при комнатной температуре в геометрии обратного рассеяния с использованием лазера с длиной волны 473 нм. Излучение фокусировалось 100× объективом с апертурой NA = 0,95 в пятно диаметром ~1 мкм. Мощность несфокусированного лазерного излучения, измеряемая с помощью Si-фотодетектора 11PD100-Si (StandaLtd), варьировалась в диапазоне от 1 мВт до 1 мкВт. АСМ-изображения были получены при помощи атомно-силового микроскопа Solver PRO-M (NT-MDT).

Результаты

Спектры фото- и электролюминесценции образца с КТ до и после формирования на поверхности слоя углерода показаны на рис. 1. Наличие интенсивной ЭЛ свидетельствует о том, что С-слой, нанесенный лазерным распылением, формирует на поверхности структуры проводящий полупрозрачный контакт (рис. 1, кривая *3*).

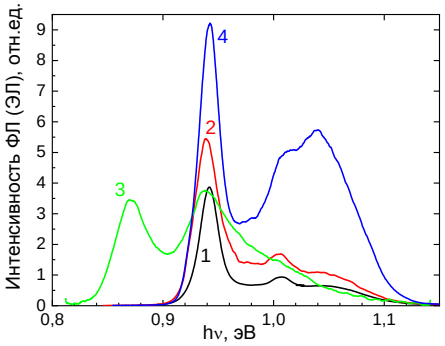


Рис. 1. Спектры ФЛ (77 К) исходной структуры (кривая *1*), после нанесения углеродной пленки (кривая *2*), после последующего лазерного отжига (кривая *4*). Спектр ЭЛ (300 К) структуры с контактным углеродным слоем при прямом смещении, плотность тока 0,02 мА/мм^2 – кривая *3*

Заметим, что рабочая плотность тока получаемого диода не превышает 0,05 мА/мм^2, что также свидетельствует о низком сопротивлении контактного слоя. С практической точки зрения в пользу использования такой углеродной пленки в качестве контактного материала говорит и относительная простота и дешевизна ее формирования. Дополнительно лазерное нанесение слоя углерода приводит и к модификации приповерхностной зонной структуры, что подтверждается увеличением интенсивности линии ФЛ квантовых точек (рис. 1, кривая *1*, *2*).

Спектры КРС (рис. 2) содержат интенсивный узкий пик в области LO-моды (291 см$^{-1}$) и пик для TO-моды (268 см$^{-1}$) монокристаллического GaAs [4]. Присутствие GaAs TO-моды связано с небольшими нарушениями геометрии обратного рассеяния света и (или) отклонением ориентации пластины от плоскости (100). Стрелочкой отмечена полоса, расположенная в области существования LO- (235 см$^{-1}$) и TO-мод (216 см$^{-1}$) объемного InAs и отвечающая КТ InAs [4]. Также спектр КРС содержит линии, характерные для углеродных слоев (вставка к рис. 2): узкую линию G при 1609 см$^{-1}$, характерную для графитоподобных материалов с sp^2 связями между атомами углерода; пик D при 1373 см$^{-1}$ ассоциируется с наличием дефектов в графеновой плоскости. Пики 2D и D+D' слились в виде широкой полосы при 2700–3000 см$^{-1}$. Общий вид спектра является типичным для многослойного графена (нанокристаллического графита).

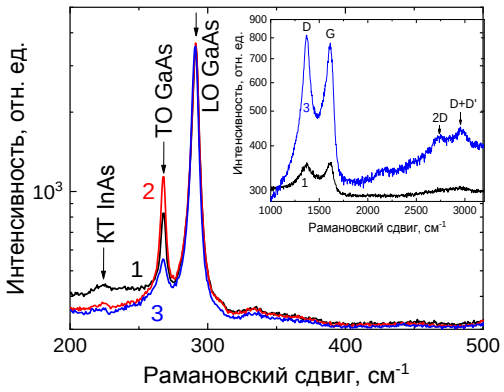
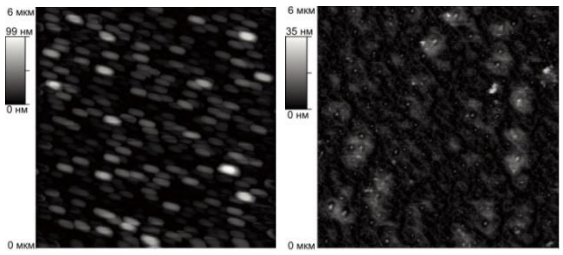


Рис. 2. Спектры КРС, снятые до (кривая *1*) и после облучения лазером мощностью: *2* – 200 мДж/см^2, *3* – 300 мДж/см^2. На вставке – спектры КРС в области углеродных слоев

Рассмотрим результат последующего воздействия на структуру с КТ импульсного лазера. В качестве исходной была взята структура с предварительно сформированным на поверхности С-слоем. Отжиги с энергией от 100 до 250 мДж/см^2 приводят к еще большему увеличению интенсивности излучения основного перехода в КТ, сужению линии люминесценции (рис. 1, кривая *4*), что свидетельствует о повышении однородности массива квантовых точек по размерам и снижении дефектности структуры. При этом не наблюдается изменения энергии основного перехода в КТ, а значит, при таком отжиге не происходит размытия границы раздела материала КТ и материала матрицы.



а *б*

Рис. 3. АСМ-изображения поверхности структур после нанесения углеродного слоя (*а*) и после облучения лазером мощностью 300 мДж/см^2 (*б*)

По-видимому, при лазерном отжиге происходит «залечивание» точечных дефектов, служивших центрами безызлучательной рекомбинации, и преобразование части дислоцированных кластеров InAs в квантово-размерные островки. Увеличение энергии отжига до 300 мДж/см^2 приводит к изменению морфологии поверхности (рис. 3) – в первую очередь, модифицированию и нарушению целостности С-слоя, что наглядно видно по КРС спектрам (вставка к рис. 2). Следовательно, изменяется приповерхностная зонная структура полупроводника, что, тем не менее, протекает с сохранением люминесцентных свойств КТ. Так изначально развитая поверхность с высотой неровностей до 100 нм (в результате наличия в слое квантовых точек крупных дислоцированных кластеров – рис. 3, *а*) становится более гладкой (рис. 3, *б*), высота неровности не превышает 35 нм, крупные кластеры частично растворяются. Повышение энергии отжига до 350 мДж/см^2 приводит к гашению люминесценции вследствие деградации не только углеродного слоя, но и слоя квантовых точек.

Выводы

Полученные результаты показывают, что в технологии создания и модифицирования самоорганизованных квантовых точек, помимо известных, существуют эффективные новые постростовые методы управления их свойствами – лазерные методы. Воздействие представленными лазерными методами, как по отдельности, так и в сочетании, может управляемо влиять на однородность и кристаллическое совершенство слоя самоорганизованных квантовых точек.

Финансирование

Работа выполнена при финансовой поддержке Министерства образования и науки РФ в рамках гос. задания (проект FSWR-2023-0037).

Литература

1. L. Dai, S. P. Bremner, S. Tan, et al. // Nanoscale Research Lett. 2015. V. 10. P. 202.
2. M. V. Dorokhin, O. V. Vikhrova, P. B. Demina, et al. // Appl. Rad. Isot. 2022. V. 179. P. 110030.
3. Ю. А. Данилов, М. В. Ведь, О. В. Вихрова и др. // ФТП. 2020. Т. 54. С. 868.
4. C. Jiang, X. Wang, H. Wang, et al. // Adv. Photonics Res. 2022. V. 3. P. 2100183.

Рубежи мощной вакуумной микроволновой электроники

Г. Г. Денисов

Институт прикладной физики им. А. В. Гапонова-Грехова РАН, ул. Ульянова, 46, Нижний Новгород, 603950
den@ipfran.ru

В работе показаны возможности мощной вакуумной микроволновой электроники, приборы которой обеспечивают уникальные параметры излучения – мощности, эффективности, перестройки и стабильности частоты. Представлены некоторые научные и прикладные применения таких приборов, а также фантазии на тему использования комплексов мощных источников микроволнового излучения.

Введение

Тема настоящего доклада находится в рубрике конференции «Доклад не по тематике конференции», и соответственно в нем не будет микронов и нанометров, зато будут мегаватты (даже гигаватты). Хотя в ряде случаев важна не только мощность, но и другие важные параметры излучения.

Излучение электронов в вакууме может происходить, если они двигаются по криволинейным траекториям или прямолинейный поток электронов отдает энергию медленной волне. Из большого многообразия приборов в качестве иллюстрации возможностей вакуумной электроники выбраны два примера:

- устройства на основе сверхизлучения умеренно-релятивистских сильноточных электронных пучков,
- мазеры на циклотронном резонансе.

Первые устройства работают в импульсном режиме, вторые главным образом в непрерывном.

Необходимо отметить, что в обоих случаях источники излучения основаны на изобретениях российских исследователей и по сей день достижения в указанных областях в России превышают мировой уровень.

Сверхизлучение сильноточных пучков

Несколько десятилетий назад в Институте электрофизики УрО РАН (Екатеринбург) были разработаны компактные источники электронных пучков с параметрами: энергия частиц – сотни килоэлектронвольт, ток – единицы килоампер, длительность импульса – наносекунды. Возможна работа таких ускорителей с частотой повторения. С использованием таких пучков в электродинамической системе лампы обратной волны может быть реализован режим сверхизлучения [1–3], в котором импульс излучения короче электродинамической системы, а его мощность даже превышает мгновенную мощность электронного пучка в результате «проскальзывания» импульса излучения относительно импульса тока. На частотах 30 и 10 ГГц получены мощности 2 и 3 ГВт при длительностях 0,2 и 0,6 нс соответственно (рис. 1). При таких коротких импульсах электрическое поле на стенке замедляющей системы имеет величину около 300 МВ/м, что в десятки раз больше, чем пробойное поле в длинноимпульсном режиме. Этот факт дает надежду разработки ускорителей с высоким темпом ускорения, обеспечиваемым короткими импульсами миллиметрового излучения. Именно для проведения «proof-of principle» экспериментов по демонстрации высоких темпов ускорения и используются сейчас такие источники излучения.

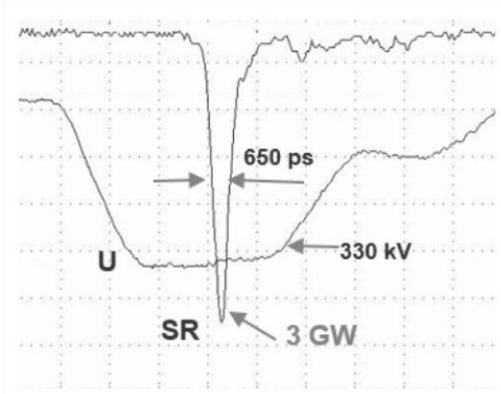


Рис. 1. Типичная осциллограмма импульсов сверхизлучения. Показаны импульс напряжения и огибающая СВЧ-сигнала. Энергия электронов – 330 кэВ, ток пучка 5 кА, мощность пучка 1,7 ГВт, частота 10 ГГц, длительность импульса 650 пс, пиковая мощность 3 ГВт (!)

Мазеры на циклотронном резонансе

В мазерах на циклотронном резонансе (МЦР) реализуется режим высокоэффективного стимулированного циклотронного излучения мощного электронного потока. Когерентное излучение ансамбля частиц обеспечивается группировкой по фазам вращения в поле высокочастотной волны благодаря зависимости частоты вращения электронов от их энергии. Использование больших (в длинах волн излучения) квазиоптических систем с малыми потерями, окон из алмазных дисков, эффективных систем охлаждения, обеспечило получение уникальных параметров излучения в широком диапазоне частот от 10 до 1000 ГГц.

Для мощных микроволновых систем на основе МЦР продемонстрированы [4–8]:

- мощность и КПД в непрерывном режиме (МВт, 55% для плазменных установок УТС);
- возможность захвата частоты/фазы МВт-источников (возможность построения фазированной антенной решетки);
- стабильность частоты лучше 1 Гц ($3 \cdot 10^{-12}$) (рис. 2);
- генерация широкого спектра (режим пассивной синхронизации мод);
- перестройка частоты – до 2 октав в режиме лампы обратной волны.

Конечно, нужно заметить, что такие уникальные параметры реализуются не в одном приборе.

Системы на основе МЦР используются как:

- системы ЭЦ-нагрева для установок плазменных установок УТС, 70–200 ГГц, 1 МВт, 55%, 1000 с (нет аналогов), см. рис. 3;
- мощные широкополосные усилители диапазона миллиметровых волн (радары, дальнее радиовидение, связь), 10…200 кВт, $\delta f \sim 10\%$ (нет аналогов);
- технологические установки (24–300 ГГц, ~10 кВт) (спекание керамики, обработка материалов, CVD-технологии, источники многозарядных ионов, источники нейтронов);
- спектроскопия, 260–780 ГГц, 100 Вт, непрерывное стабилизированное перестраиваемое излучение.

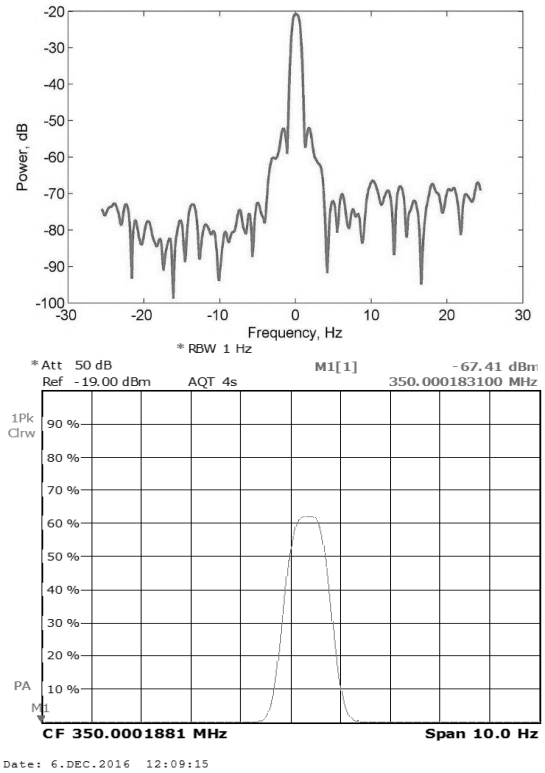


Рис. 2. Результаты стабилизации частоты гиротрона системой ФАПЧ. Спектры излучения на логарифмической и линейной шкале. Цена деления горизонтальной оси на нижнем рисунке 1 Гц. Эксперимент подтвердил возможность разработки гиротрона-драйвера (источника входного сигнала для системы из большого числа удаленных мегаваттных гиротронов)

Успешная разработка мощных гиротронов для УТС стимулировала появление нереализуемых в настоящее время (или вообще) идей по использованию многомегаваттных комплексов гиротронов. Степень нереальности задач возрастает (а уровень поддержки уменьшается) сверху вниз:

- комплекс гиротронов для будущих установок УТС (ДЕМО, ТРТ), 50 МВт / 230 ГГц / 60%;
- ТГц-ускорители ($\lambda \sim 1$ мм, $P \sim 100$ МВт, $\tau \sim 1$ нс);
- бурение сверхглубоких скважин;
- передача энергии к ракетным двигателям;
- послания к внеземным цивилизациям.

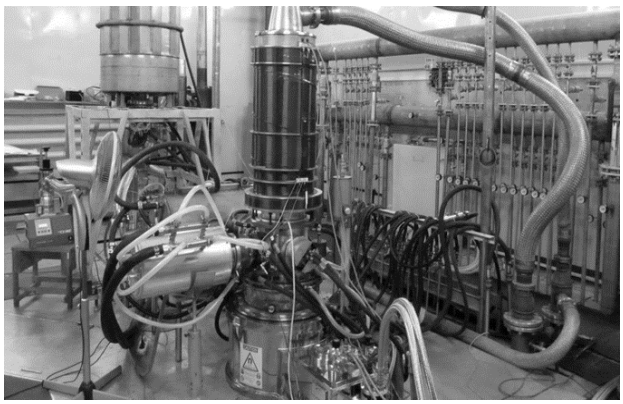


Рис. 3. Гиротрон с частотой 170 ГГц и мощностью 1 МВт для проекта ИТЭР на испытательном стенде. Сверху справа видны шланги охлаждения коллектора электронного пучка, обеспечивающие поток воды 20 л/с

Выводы

Результаты недавних разработок вакуумных СВЧ-приборов показали возможность получения уникальных параметров. Для некоторых важных приложений нет альтернативы таким приборам. Новые режимы (захват частоты, генерация гигантских когерентных импульсов, перестройка частоты) перспективны для новых приложений.

Литература

1. S. D. Korovin, A. A. Eltchaninov,V. V. Rostov, et al. // Phys. Rev. E. 2006. V. 74, no. 1. Art. no. 016501.

2. V. V. Rostov, I. V. Romanchenko, M. S. Pedos, et al. // Phys. Plasmas. 23. 093103 (2016).

3. N. S. Ginzburg,V. Yu. Zaslavsky, A. M. Malkin, et al. // Appl. Phys. Lett. 2020. V. 117, no. 18. Art. no. 183505.

4. M. K. A. Thumm, G. G. Denisov, K. Sakamoto, M. Q. Tran. Nuclear Fusion. 2019. 59 (7). 073001. 37 p.

5. G. Denisov // 28th IAEA Fusion Energy Conf., 2021.

6. A. G. Litvak, G. G. Denisov, M. Y. Glyavin // IEEE Journal of Microwaves. 2021. 1 (1). 260–268.

7. V. L. Bakunin, G. G. Denisov, Y. V. Novozhilova // IEEE Electron Device Letters. 2021. 41 (5). 777–780.

8. A. N. Kuftin, G. G. Denisov, A. V. Chirkov, et al. // IEEE Electron Device Letters. 2023.

Мультистабильность экситон-поляритонов в хиральном микрорезонаторе: самосогласованный расчет

С. Г. Тиходеев[1,2,3], Н. А. Гиппиус[2], О. А. Дмитриева[2,3,*]

[1]Институт общей физики им. А. М. Прохорова РАН, ул. Вавилова, 38, Москва, 119991
[2]Сколковский институт науки и технологий, Большой бульвар, 30, стр. 1, Москва, 121205
[3]Московский государственный университет им. М. В. Ломоносова, Ленинские горы, 1, Москва, 119991
*dmitrieva.oa16@physics.msu.ru

Исследован теоретически отклик хирального брэгговского микрорезонатора с экситон-поляритонами на резонансную оптическую накачку. Показано, что в системе возникает би- и мультистабильность отклика. Уточненный расчет с самосогласованным учетом неоднородности распределения поля и экситонной плотности в системе также подтвердил наличие этих эффектов.

Известно, что в полупроводниковых брэгговских микрорезонаторах с квантовыми ямами из-за синего сдвига экситонного резонанса при увеличении интенсивности накачки могут возникать явления би- и мультистабильности [1–3]. В работе проведено теоретическое исследование явления мультистабильности экситон-поляритонов в хиральном микрорезонаторе при когерентной резонансной линейно-поляризованной оптической накачке с самосогласованным учетом неоднородности распределения поля в активной области микрорезонатора.

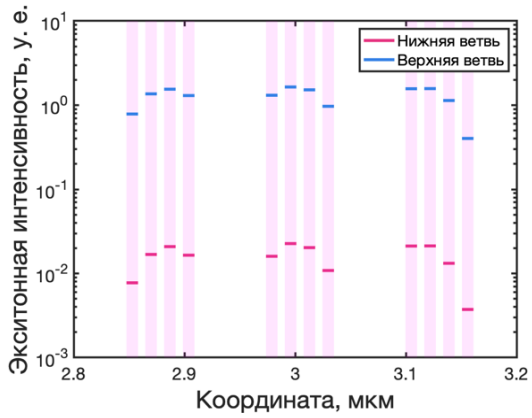


Рис. 1. Зависимость экситонной интенсивности от координаты в направлении, перпендикулярном плоскости резонатора. Вертикальные полосы показывают положение квантовых ям в активной области микрорезонатора. Горизонтальные линии показывают усредненные значения интенсивности экситонов в соответствующих квантовых ямах на нижней (красные линии) и верхней (синие линии) ветвях бистабильного S-контура

Объект исследования представляет собой планарный брэгговский микрорезонатор с 12 квантовыми ямами в активной области. На верхнем зеркале микрорезонатора для получения хиральной системы изготовлен фотонный кристалл, представляющий собой квадратную решетку микропилларов с симметрией C_4.

Нами ранее было показано, что в исследуемой системе возникает би- и мультистабильность отклика на сильную резонансную оптическую накачку вследствие сдвига экситонной частоты из-за взаимодействия между экситонами [4]. Эти результаты были получены в приближении среднего поля, при котором электрическое поле и экситонная интенсивность принимались однородными в пределах объема квантовых ям.

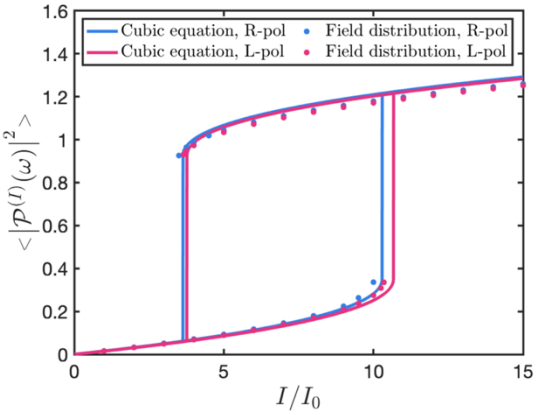


Рис. 2. Зависимость средней по объему экситонной интенсивности от интенсивности накачки в правой (синим) и левой (красным) циркулярной поляризации, рассчитанная двумя методами: в приближении однородного поля – линии, с самосогласованным учетом неоднородности – точки

В данной работе мы провели самосогласованный расчет с учетом неоднородности распределения локального поля и экситонной плотности между квантовыми ямами в системе. Было найдено распределение экситонной плотности в структуре для различных значений интенсивности накачки (рис. 1). Показано, что рассчитанный таким образом отклик хорошо воспроизводится в приближении среднего поля (рис. 2): наблюдается лишь небольшое отличие, в пределах 4%.

Финансирование

Работа выполнена при поддержке гранта РНФ № 22-12-00351.

Литература

1. N. A. Gippius, S. G. Tikhodeev, V. D. Kulakovskii, et al. // Europhys. Lett. 2004. V. 67. P. 997.
2. N. A. Gippius, I. A. Shelykh, D. D. Solnyshkov, et al. // Phys. Rev. Lett. 2007. V. 98. P. 236401.
3. С. С. Гаврилов // УФН. 2020. Т. 190. С. 137.
4. О. А. Дмитриева, Н. А. Гиппиус, С. Г. Тиходеев // Доклады РАН. Физика. Технические науки. 2023. Т. 510. С. 10–15.

Терагерцовый квантово-каскадный лазер на основе AlGaInP

А. А. Дубинов[1],*, А. А. Афоненко[2], Д. В. Ушаков[2]

[1]Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, 7, д. Афонино, Кстовский р-н, Нижегородская обл., 603087
[2]Белорусский государственный университет, пр. Независимости, 4, Минск, Беларусь, 220030
*sanya@ipmras.ru

Гетероструктуры GaInP/AlGaInP являются перспективной активной средой для решения задачи создания компактных полупроводниковых источников с рабочим диапазоном частот 5,6–7 ТГц вследствие их высоких энергий оптических фононов. В данной работе были рассчитаны температурные зависимости усиления и поглощения на частотах 6,8 и 7 ТГц для квантово-каскадного лазера (ККЛ) на основе GaInP/AlGaInP с двумя и тремя квантовыми ямами в каскаде, соответственно, и волноводом металл-металл. Предложена структура лазера, обеспечивающая модовое усиление свыше 90 $см^{-1}$ при максимальной рабочей температуре 104 К. Результаты данного исследования открывают путь к созданию ККЛ для работы в значительной части области фононной полосы поглощения GaAs, недоступной для существующих ККЛ.

Введение

За два десятка лет своего существования квантово-каскадные лазеры (ККЛ) терагерцового диапазона частот прошли значительный путь от криогенных приборов с относительно невысокими значениями выходной мощности до мощных ТГц-источников с термоэлектрическим охлаждением на элементе Пельтье [1]. Однако существует диапазон частот (5,6–10,5 ТГц), где ККЛ не работают из-за сильного фононного поглощения в гетероструктурах, из которых они сделаны (GaAs/AlGaAs, InGaAs/InAlAs) [2]. Отметим, что важность наличия компактных полупроводниковых источников излучения в этом диапазоне частот связана с использованием в спектроскопии различных органических и неорганических материалов, жидкостей и газов [3]. Поэтому альтернативой арсенидам металлов III группы для создания ККЛ могут послужить полупроводники с другой энергией полярно-оптических фононов. Ранее в качестве таких полупроводников указывались GaN/AlGaN и ZnO/MgZnO. Однако экспериментальная реализация ККЛ на основе предложенных полупроводников показала только спонтанную электролюминесценцию вследствие сложности совершенного роста сотен квантово-размерных слоев этих материалов [4, 5].

В данной работе исследуется возможность использования материальной системы на основе фосфидов металлов III группы (GaInP/AlGaInP) для создания ККЛ с частотой генерации в области ~ 7 ТГц с двойным металлическим волноводом. Выбор данной гетеропары связан с тем, что это полярные полупроводники с частотами оптических фононов в диапазоне 10–12 ТГц, бóльшими, чем у традиционной гетеропары GaAs/AlGaAs (энергия фонона ~ 8 ТГц). Также, как и у GaAs, их структура кристаллической решетки представляет собой цинковую обманку. Постоянные решетки $Ga_{0,51}In_{0,49}P/(Al_xGa_{1-x})_{0,51}In_{0,49}P/GaAs$ очень близки, как и у пары GaAs/AlAs, что позволяет выращивать ненапряженные многослойные структуры на подложках GaAs. Огромным преимуществом этой системы является разработанная технология роста данных полупроводниковых соединений с помощью как молекулярно-пучковой, так и газофазной эпитаксии. Кроме того, достаточно много работ было посвящено росту качественных сверхрешеток GaInP/AlGaInP, которые использовались с целью создания межзонных лазеров красно-оранжевого диапазона (см., например, [6]).

Результаты моделирования

Для моделирования терагерцовых ККЛ на основе GaInP/AlGaInP была использована модель на основе системы балансных уравнений для локализованных состояний и состояний континуума. Для учета влияния дефазировки на процессы переноса носителей заряда был использован метод модификации собственного базиса уравнения Шредингера путем уменьшения дипольных моментов туннельно-связанных состояний. Алгоритм расчета оптоэлектронных свойств включает в себя определение уровней энергии и волновых функций на основе решения уравнения Шредингера в 3-зонном *kp*-приближении, расчет матричных элементов дипольных переходов, вычисление скоростей рассеяния на оптических фононах, ионизированных примесях, шероховатостей гетерограниц и электрон-электронного рассеяния, определение поверхностных концентраций носителей заряда для соответствующих энергетических подзон из системы замкнутых балансных уравнений, расчет электрического тока и спектров усиления. Подробности метода расчета, апробированного на гетероструктуре GaAs/AlGaAs, и сравнение расчетов с экспериментальными результатами, показывающее хорошее согласие, можно найти в работах [7, 8].

Для расчета характеристик лазера был выбран дизайн двух и трех квантовых ям (КЯ) в каскаде с резонансно-фононной схемой депопуляции, когда рабочее напряжение, умноженное на заряд электрона, на одном каскаде близко к сумме энергии фотона излучения и энергии продольного оптического фонона. С одной стороны наш выбор количества КЯ в каскаде мотивирован самыми высокими рабочими температурами терагерцовых ККЛ на основе GaAs/AlGaAs с 2-ямным дизайном [1]. С другой стороны, дизайн с периодом из трех КЯ по сравнению с дизайном из двух КЯ позволяет снизить плотность порогового тока путем увеличения периода структуры. В ходе оптимизации (сканирования толщин структуры для получения наибольшего коэффициента усиления на частоте 6,8 ТГц) для двух КЯ дизайна была выбрана

следующая последовательность слоев одного каскада (в нанометрах): **4,8**/5,36/**1,98**/12,98 (**17**/19/**7**/46 монослоев соответствующих полупроводников) с барьерами $(Al_{0,5}Ga_{0,5})_{0,51}In_{0,49}P$, выделенными жирным шрифтом, и КЯ $Ga_{0,51}In_{0,49}P$. Предполагается, что центральная часть подчеркнутой КЯ легирована со слоевой концентрацией электронов $4{,}64 \cdot 10^{10}$ см$^{-2}$. Для трех КЯ дизайна найдена следующая последовательность слоев одного каскада (в нм): **4,52**/11,85/**6,77** /5,64/**1,69**/6,77 (**16**/42/**24**/20/**6**/24 монослоев соответствующих полупроводников).

Полагалось, что сверхрешетка толщиной 10 мкм ограничена контактными слоями n^+-$Ga_{0,5}In_{0,5}P$ толщиной 50 нм и легированными до концентрации 10^{17} см$^{-3}$. При расчете распределения и потерь генерируемой ТМ-моды считалось, что в качестве металлических обкладок двойного металлического волновода используется золото [9]. При вычислении коэффициента полных потерь были учтены также полезные потери в зеркалах резонатора и потери при поглощении оптическими фононами и свободными носителями заряда.

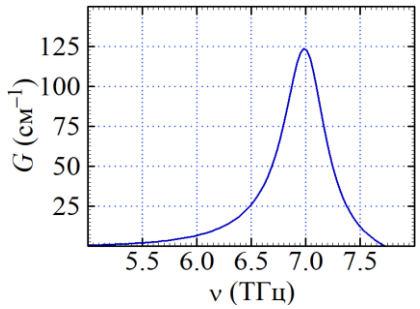


Рис. 1. Спектр усиления G при величине приложенного напряжения 75 мВ на один каскад с тремя КЯ для температуры 77 K

Были проведены расчеты температурной трансформации спектров потерь и усиления в режиме генерации, когда коэффициент усиления равен коэффициенту потерь. Суммарный коэффициент потерь для температур 40, 60, 80, 100 K принимает значения: 53,3, 70,2, 80,8 и 91,6 см$^{-1}$. Как показывают расчеты, вклад в потери от поглощения на металлических слоях, фононного поглощения и поглощения света свободными носителями для температуры 80 K и частоты 6,8 ТГц составляют: 19,8, 37,2 и 22,8 см$^{-1}$, соответственно. Проведенный для ККЛ с двумя КЯ дизайном расчет показал, что коэффициент усиления на частоте 6,8 ТГц превышает 90 см$^{-1}$, что позволит такому лазеру работать вплоть до достаточно большой температуры 104 K. При этом частота генерации немного падает с температурой, оставаясь в области 6,8–6,7 ТГц. Для ККЛ с тремя КЯ дизайном коэффициент усиления на частоте 7 ТГц при температуре 77 K достигает величины 125 см$^{-1}$ (рис. 1). Рабочий участок попадает на возрастающую ветвь ВАХ. Плотность тока при 77 K на пороге генерации составила около 500 А/см^2.

Заключение

Было проведено моделирование температурных характеристик ККЛ на основе GaInP/AlGaInP двух дизайнов, генерирующих на частотах 6,8 и 7 ТГц. В расчетах оптимизировались двухъямная и трехъямная конструкции каскада для лазера с волноводом металл-металл. Результаты расчетов показывают, что возможен оптимальный подбор толщин КЯ и барьеров GaInP/AlGaInP для работы такого лазера при температуре до 104 K. Мы считаем, что структуры GaInP/AlGaInP могут быть перспективными кандидатами для ККЛ, работающих в диапазоне частот 5,6–7 ТГц.

Финансирование

Работа выполнена при поддержке гранта РНФ № 23-19-00436.

Литература

1. Khalatpour, A. K. Paulsen, C. Deimert, Z. R. Wasilewski, Q. Hu // Nat. Photon. 2021. V. 15. P. 16–20.
2. Wen, D. Ban // Prog. Quant. Electron. 2021. V. 80. P. 100363.
3. Leitenstorfer, et al. // J. Phys. D: Appl. Phys. 2023. V. 56. P. 223001.
4. W. Terashima, H. Hirayama // Phys. Stat. Sol. C. 2011. V. 8, 2302 (2011).
5. Meng, et al. // ACS Photonics. 2021. V. 8. P. 343.
6. Y. Seko, S. Fukatsu, Y. Shiraki, M. Fuse // J. Appl. Phys. 1994. V. 76. P. 1355.
7. V. Ushakov, et al. // Quant. Electron. 2019. V. 49. P. 913.
8. Ushakov, et al. // Opt. Exp. 2020. V. 28. P. 25371.
9. V. Ushakov, et al. // Quant. Electron. 2018. V. 48. P. 1005–1008.

Оптимизация теплового режима работы СВЧ-усилителя мощности на GaN транзисторах

А. А. Дудин[1,2], Д. С. Асяев[1,2], А. Г. Кузьмичев[1], А. С. Иванов[1], С. В. Оболенский[2]

[1]АО «НПП «Салют», ул. Ларина, 7, Нижний Новгород, 603950
[2]Нижегородский государственный университет им. Н. И. Лобачевского, пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603022

В работе рассмотрено влияние одностенных углеродных нанотрубок (УНТ) на теплопроводность экспериментальных образцов теплопроводных паст. Показано уменьшение разности температур между двумя близкими поверхностями при добавлении УНТ в состав термопасты.

Введение

Широкозонные полупроводники, среди которых можно особенно отметить нитрид галлия, активно применяются во многих областях современной электроники. Достижение данными материалами высокой удельной мощности приводит к возникновению проблемы обеспечения оптимального теплового режима работы приборов на основе GaN, в частности, твердотельного СВЧ-усилителя мощности производства АО «НПП «Салют» [1, 2]. Как показывает эксперимент, эффективно повысить теплопередачу можно благодаря внедрению в конструкцию изделия теплоотводящих элементов, а также применению теплопроводных паст.

В изделиях современной электроники в силу своих достойных механических характеристик и высокой теплопроводности активно применяются такие материалы, как медь (с коэффициентом теплопроводности λ, достигающим 390 Вт/(м·К)) и другие металлы. При рассмотрении идеального случая, когда данные соприкасающиеся материалы обладают равномерной поверхностью, должен наблюдаться плотный контакт «металл-металл» с высокой теплопроводностью. Однако на практике любые поверхности неизбежно имеют некоторую шероховатость. Поэтому необходимо решать проблему с появлением пустот, которые препятствуют прямой передаче тепла в силу крайне низкой теплопроводности воздуха (λ ≈ ≈ 0,03 Вт/(м·К)).

Для улучшения качества теплопередачи с целью замещения воздуха материалом с более высокой теплопроводностью при сохранении максимальной площади контакта «металл-металл» широко применяются теплопроводные пасты. Как известно, термопаста – это композитный материал, состоящий из связующего (например, силиконового масла) и наполнителя (теплопроводного материала, частицы которого формируют так называемый тепловой мост).

Различные данные показывают [3, 4], что термопаста проводит тепло намного хуже, чем остальные элементы полупроводникового модуля. В зависимости от конструкции модуля вклад слоя теплопроводной пасты в суммарное тепловое сопротивление всей системы «кристалл-радиатор» может достигать 65% [3]. В связи с этим термопаста должна наноситься как можно меньшим слоем, но такой толщины, чтобы не оставались воздушные пузыри и лакуны (рис. 1, *а*). После достижения определенного оптимума (рис. 1, *б*) дальнейшее нанесение термопасты (рис. 1, *в*) приводит не только к увеличению теплового сопротивления (в силу того, что коэффициент теплопроводности термопасты меньше, чем у контактирующих поверхностей), но и к повреждению сопрягаемых деталей при затяжке крепежных винтов.

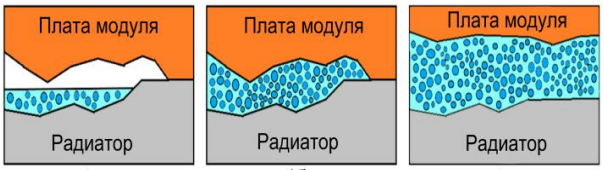


Рис. 1. Различные варианты нанесения слоя термопасты

Лабораторией нанокерамики АО «НПП «Салют» изготовлена партия опытных образцов термопаст, имеющих в качестве наполнителя нитрид алюминия с λ = 320 Вт/(м·К). Связующим в этих термопастах является силиконовое масло ПМС-400.

Также стоит отметить, что среди опытных образцов имеется термопаста, наполнителем в которой является нитрид алюминия с добавлением одностенных углеродных нанотрубок (УНТ). В ходе экспериментального исследования также была изучена теплопроводность широко применяемой в промышленности термопасты КПТ-8, наполнителем в которой служит оксид цинка.

Для измерения теплопроводности термопаст была разработана методика и подготовлен измерительный стенд. На поверхность медной детали, в основании которой находился источник тепловыделения (резистор), наносился тонкий слой термопасты. Затем данная медная деталь крепилась к массивному элементу из латуни, который для дальнейшего отвода тепла крепился к радиатору.

Путем пропускания тока через резистор происходило нагревание медной детали с передачей тепла на элемент из латуни. При этом термопарами определялись значения температур в двух близкорасположенных точках. Калибровка термопар позволяла получить погрешность не более 0,5 °С. Спай одной термопары удерживался в точке, находящейся на поверхности медной детали, спай другой термопары – в точке, находящейся на поверхности элемента из латуни. Таким способом экспериментально исследовалась разность температур двух точек ΔT как функция от времени пропускания тока через резистор.

Результаты

На рис. 2 показана экспериментально полученная зависимость разности температур ΔT от времени.

Наибольшее значение ΔT получено в ходе измерения, проводимого без нанесения термопасты (в среднем 10,2 °C). Применение КПТ-8 привело к уменьшению ΔT до 7,5 °C.

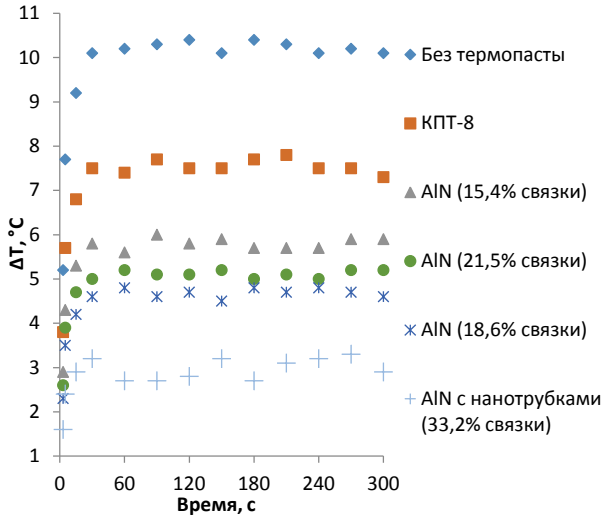


Рис. 2. Экспериментальная зависимость разности температур ΔT от времени

Исследование также продемонстрировало, что более эффективно по сравнению с КПТ-8 уменьшать ΔT способны опытные образцы термопаст, использующие в качестве наполнителя нитрид алюминия. Как известно, массовое наполнение значительно влияет на теплопроводность термопасты. С увеличением массового наполнения должно происходить увеличение количества путей, по которым передается тепло в термопасте, что в свою очередь увеличивает значение ее теплопроводности. Однако, как показал проведенный эксперимент, с уменьшением массового содержания связки происходит увеличение ΔT. Так, образец с 18,6% ПМС-400 имеет показатель ΔT в среднем 4,7 °C, тогда как образец с массовым содержанием связки 15,4% имеет в среднем разность температур 5,8 °C. Полученные результаты можно объяснить тем, что при увеличении массовой доли теплопроводного материала наблюдается стремительное увеличение вязкости термопасты. Высокая степень вязкости препятствует равномерному распределению наполнителя. При этом полученные данные свидетельствуют, что увеличение массовой доли связки до 21,5% привело к росту ΔT в среднем до 5,1 °C. Таким образом, проведенное исследование продемонстрировало, что массовое содержание 18,6% связующего среди опытных образцов является наиболее эффективным для уменьшения ΔT.

Наиболее низкие значения разности температур (в среднем около 3 °C) среди всех исследованных термопаст показал образец с использованием в качестве наполнителя нитрида алюминия и одностенных углеродных нанотрубок (УНТ). Несмотря на большую массовую долю связки (33,2% к порошку нитрида алюминия), данная термопаста оказалась способной продемонстрировать впечатляющие результаты. Очевидно, что увеличение массовой доли УНТ позволит существенно уменьшить ΔT. Оптимальное значение массовой доли УНТ будет исследовано в дальнейшем.

Выводы

Установлено, что все опытные образцы термопаст с нитридом алюминия в качестве теплопроводного материала оказались эффективнее широко применяемой в промышленности КПТ-8. Показано, что уменьшение массовой доли связующего ведет к стремительному увеличению вязкости композитного материала, что, в свою очередь, создает трудности при нанесении термопасты и таким образом влечет ухудшение теплопроводности.

Отмечено, что самым эффективным по снижению разности температур между поверхностями в ходе экспериментального исследования является опытный образец с добавлением одностенных углеродных нанотрубок (УНТ). Показано, что даже сравнительно небольшая массовая доля УНТ в составе термопасты приводит к повышению теплопроводности.

Литература

1. Патент РФ на изобретение № 2725607 «Радиопередатчик СВЧ-мощности».

2. Патент РФ на изобретение № 2732902 «Усилитель СВЧ-мощности».

3. Д. Эсау, М. Штрубе, А. Колпаков. Теплопроводящая паста – это действительно важно! // Компоненты и технологии. 2010, № 6. С. 88–90.

4. А. Колпаков. Возвращаемся к термопасте // Силовая электроника. 2015, № 3. С. 90–95.

Исследование влияния шероховатости поверхности на эмиссионные свойства наноразмерных автоэмиссионных структур

И. Д. Евсиков*, Б. В. Лобанов, Г. Д. Демин, Н. А. Дюжев

Национальный исследовательский университет «МИЭТ», пл. Шокина, 1, Москва, Зеленоград, 124498
*evsikov.ilija@yandex.ru

В работе рассмотрено влияние шероховатости поверхности катода на эмиссионные характеристики наноразмерного автоэмиссионного диода. В пакете мультифизического моделирования COMSOL Multiphysics была построена трехмерная модель автоэмиссионного диода с расстоянием катод-анод 10 нм и проведен расчет тока эмиссии при вариации числа неровностей и их высоты. Результаты демонстрируют весьма значительное изменение величины автоэмиссионного тока диода при переходе от абсолютно гладкой поверхности катода к поверхности с наношероховатостями.

Введение

В настоящее время в области разработки микро- и наноразмерных электронных устройств активно проводятся работы по поиску решений, альтернативных традиционной КМОП-электронике [1]. Одной из областей по разработке аналогов твердотельных интегральных микросхем является автоэмиссионная электроника.

В основе физического принципа функционирования автоэмиссионных устройств лежит эффект автоэлектронной (или полевой) эмиссии. Суть данного эффекта состоит в том, что при создании на поверхности твердого тела электрического поля с напряженностью по меньшей мере 10^9 В/м электроны приобретают способность покидать тело, проходя сквозь потенциальный барьер на поверхности.

Преимуществом устройств, работающих на эффекте автоэлектронной эмиссии, является то, что транспорт электронов в межэлектродном пространстве прибора происходит в вакуумной или разряженной газовой атмосфере. Это положительно сказывается на устойчивости таких устройств к воздействию радиационного излучения и высоких температур, и, кроме того, в отличие от твердотельных приборов, электроны в автоэмиссионных устройствах не испытывают столкновений с кристаллической решеткой твердого тела, что значительно повышает частоту отсечки такого устройства [2].

Несмотря на то, что исследования явления автоэлектронной эмиссии проводятся уже несколько десятилетий, физика этого процесса на наноразмерном масштабе не изучена достаточно полно. Наблюдаются значительные расхождения между экспериментальными характеристиками в реальных автоэмиссионных структурах и теоретически предсказываемыми зависимостями [3]. Причинами таких расхождений могут быть явления различной природы: эффект пространственного заряда, джоулев разогрев, эффект Ноттингама, неклассический характер эмиссии полупроводников, связанный со спецификой энергетических зон, автоэлектронная эмиссия с острий атомарного радиуса скругления. Одной из причин таких расхождений может быть наличие микро- и наношероховатостей на поверхности автоэмиссионного катода. Присутствие неровностей на поверхности в таком случае будет создавать дополнительное усиление электрического поля, а следовательно, повышать величину получаемого эмиссионного тока.

В рамках представленной работы было проведено исследование влияния наношероховатостей поверхности катода на эмиссионные свойства всей автоэмиссионной структуры с использованием методов конечно-элементного моделирования.

Результаты

Для оценки влияния шероховатости поверхности на эмиссионные свойства наноразмерных автоэмиссионных структур был использован программный пакет мультифизического моделирования COMSOL Multiphysics. Для проведения численных расчетов в COMSOL Multiphysics была создана трехмерная модель автоэмиссионного диода (рис. 1). Рассматривалась электродная конфигурация, которая состояла из двух параллельных плоскостей с длиной 500 нм и шириной 60 нм. Зазор между двумя плоскостями был равен 10 нм. Расчет плотности тока автоэлектронной эмиссии производился на основе стандартной формулы, приведенной, например, в работе [4]. Работа выхода материала принималась равной 5 эВ.

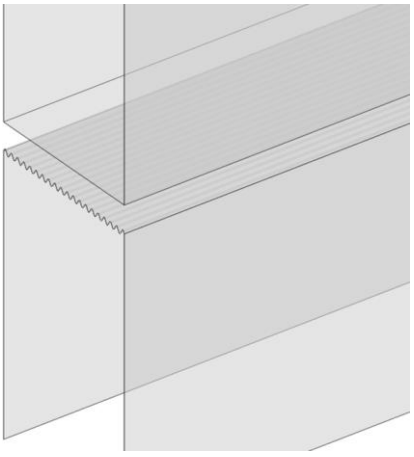


Рис. 1. Трехмерная модель автоэмиссионного наноразмерного диода из двух параллельных плоскостей, построенная в COMSOL Multiphysics

Проведение оценки влияния шероховатости поверхности катода на эмиссионные свойства структуры проводилось построением волнистого профиля на поверхности катода (рис. 2). Поверхность катода за-

давалась с помощью функции синуса. Число неровностей шероховатости варьировалось от 0 до 20, высота неровностей задавалась на уровне 0,5 нм, 1 нм и 3 нм.

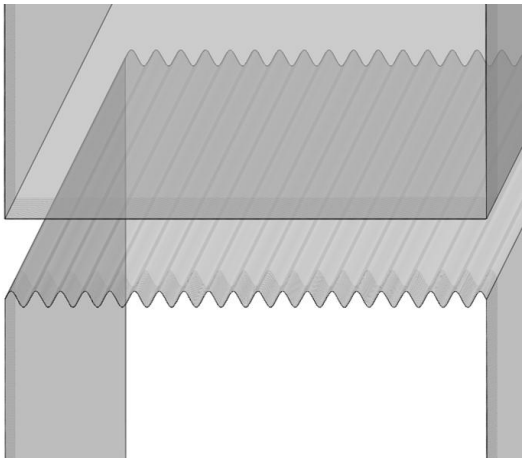


Рис. 2. Профиль плоскости катода в трехмерной модели автоэмиссионного наноразмерного диода

В результате проведенного моделирования были получены распределения электрического поля на поверхности катода (рис. 3). Данные значения подставлялись в выражение для вычисления плотности полного тока автоэлектронной эмиссии со всей поверхности. Зависимости тока эмиссии вычислялись операцией интегрирования величины плотности тока по поверхности катода. Полученные зависимости тока автоэлектронной эмиссии от количества неровностей при вариации высоты этих неровностей приведено на рис. 4. Как видно по приведенному семейству зависимостей автоэмиссионного тока наноразмерного диода, разница между величинами тока эмиссии с шероховатой поверхности и абсолютно гладкой может составлять более десяти порядков.

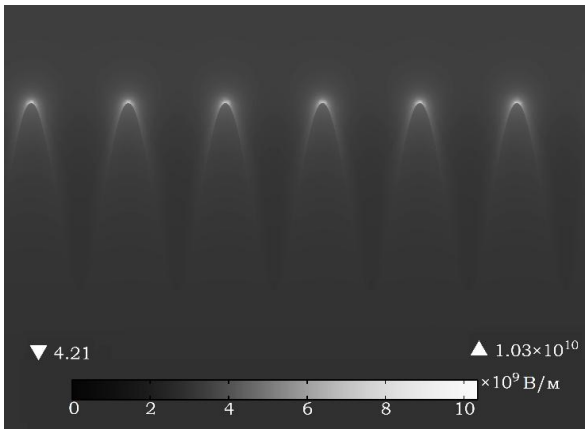


Рис. 3. Распределение электрического поля на поверхности катода с неровностями высотой 3 нм

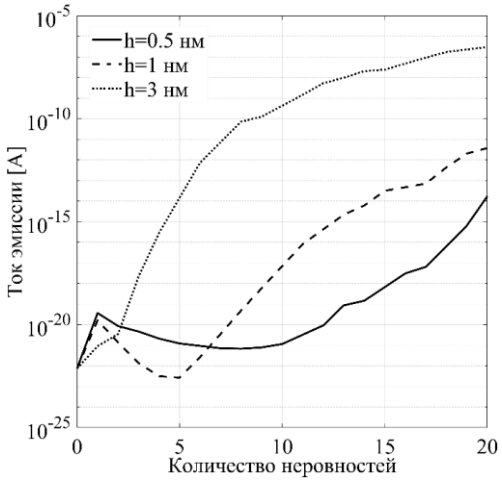


Рис. 4. Зависимость тока автоэлектронной эмиссии наноразмерного диода от количества неровностей на поверхности катода при вариации их высоты

Выводы

Результаты расчета тока автоэлектронной эмиссии с поверхности катода в наноразмерном автоэмиссионном диоде с использованием пакета конечно-элементного моделирования COMSOL Multiphysics при добавлении шероховатости на поверхность катода демонстрирует, что влияние даже наноразмерных неровностей на эмиссионной поверхности будет оказывать значительное влияние на величину тока эмиссии. Причем влияние шероховатостей поверхности будет тем больше, чем больше высота единичной неровности. В качестве дальнейшей задачи исследования необходимо проведение расчетов при более приближенном к реальной картине случае, когда шероховатости распределены по поверхности катода случайным образом, и высота каждой отдельной неровности также имеет случайную величину в диапазоне от нескольких единиц до десятков нанометров.

Финансирование

Работа выполнена при финансовой поддержке гранта РНФ проект № 24-22-00443.

Литература

1. International Roadmap for Devices and Systems. 2022. Edition. Executive Summary. – The Institute of Electrical and Electronics Engineers, Incorporated. 2022.

2. Н. А. Дюжев, И. Д. Евсиков // Известия высших учебных заведений. Электроника. 2023. Т. 28, № 5. Р. 569–599.

3. T. A. de Assis, et al. // J. Phys.: Condens. Matter. 34, 493001 (2022).

4. Н. В. Егоров, Е. П. Шешин. Долгопрудный: Интеллект, 2011. 703 с.

Термоэлектрическая эффективность пленок InAs/InGaAs с квантовыми точками

И. В. Ерофеева*, Н. В. Байдусь, П. Б. Демина, М. В. Дорохин, А. В. Здоровейщев, С. Ю. Зубков, Ю. М. Кузнецов, Д. М. Балясников

Нижегородский государственный университет им. Н. И. Лобачевского, пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950
*irfeya@mail.ru

Исследованы термоэлектрические свойства гетероструктур GaAs/InGaAs с квантовыми ямами и квантовыми точками. Наилучшее оценочное значение термоэлектрической эффективности составляет 0,186 при 200 °C.

Величина, характеризующая термоэлектрические свойства материала, – термоэлектрическая эффективность – определяется как $Z = \alpha^2 \cdot \sigma/\lambda$, где σ – электропроводность, α – коэффициент Зеебека, λ – коэффициент теплопроводности. Как правило, в материалах σ и λ не могут изменяться независимо друг от друга.

Одним из важнейших направлений, по которым в последние годы был достигнут прогресс в области создания термоэлектриков, явилось применение неоднородных материалов.

При наличии неоднородностей может одновременно уменьшаться теплопроводность решетки, благодаря рассеянию фононов на поверхностях раздела, и увеличиваться фактор мощности ($\alpha^2 \cdot \sigma$), определяемый носителями заряда и их взаимодействием с фононами и другими рассеивателями. Оба фактора могут приводить к росту термоэлектрической добротности. Таким образом, наноструктурированные материалы и структуры представляют значительный интерес для термоэлектрических применений. К их числу относятся сверхрешетки, системы с квантовыми ямами, квантовыми проволоками, квантовыми точками, а также всевозможные композиты с нерегулярными включениями нанометрового размера.

Постоянное совершенствование методов роста массивов полупроводниковых квантовых точек привело к существенному углублению понимания физических процессов в квазинульмерных структурах и к расширению их приложений. До сравнительно недавнего времени большинство предполагавшихся применений массивов квантовых точек было связано с оптоэлектроникой [1]. Позднее появилось предложение использовать массивы квантовых точек для термоэлектрических приложений [2, 3].

С одной стороны, сверхрешетки с квантовыми точками представляют собой пример структуры, задерживающей фононы, но пропускающей электроны. Квантовые точки, случайно распределенные в плоских слоях внутри матрицы из другого вещества, сильно рассеивают фононы, но не оказывают существенного отрицательного влияния на электронный транспорт. С другой стороны, квантово-размерные эффекты, определяющие свойства носителей заряда в квантовых точках, могут привести к увеличению фактора мощности и термоэлектрической добротности.

Результаты

В настоящей работе изучались термоэлектрические свойства гетероструктуры с квантовыми точками GaAs/InGaAs. Структура имела несколько периодов, каждый из которых состоял из неоднородного слоя $In_xGa_{1-x}As$ толщиной 8 нм и спейсера GaAs 50 нм, из которых 40 нм легированы углеродом до концентрации $n \sim 10^{19}$ см$^{-3}$. Легированная часть спейсера служит n-каналом проводимости для электронов, увеличивая электропроводность. Согласно предварительным результатам, рост слоев InGaAs осуществляется с формированием нанооствровков малого размера, по свойствам, соответствующим квантовым точкам. Суммарная площадь границ, повышенная за счет квантовых точек, снижает теплопроводность. Носители же, ограниченные в квантовых точках, освобождаясь при нагреве, привносят дополнительный вклад в эффект Зеебека. В работе варьировалось содержание In в твердом растворе $In_xGa_{1-x}As$, температура роста и количество слоев.

В работе приведены исследования температурных зависимостей термоэлектрических характеристик: коэффициент Зеебека, электропроводности. По результатам было рассчитано значение ZT.

Рассматриваемые структуры, изготовленные при разных температурах, имеют от 7 до 10 периодов. Также для сравнения была выращена структура с аналогичными параметрами, но без квантовых точек.

Таблица 1. Ростовые параметры структур с квантовыми точками

№	Содержание In, %	Кол-во слоев КТ	Темп. роста, °C
1867	50	10	550
1868	50	7	510
1853	40	10	550
1854	50	10	550
1871	50	10	510
1896	0	0	550

На рисунках приведены температурные зависимости коэффициента Зеебека (рис. 1) и термоэлектрической эффективности (рис. 2).

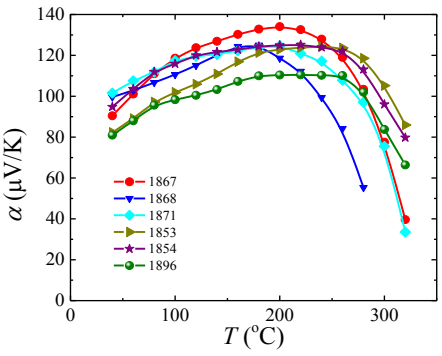


Рис. 1. Температурная зависимость коэффициента Зеебека

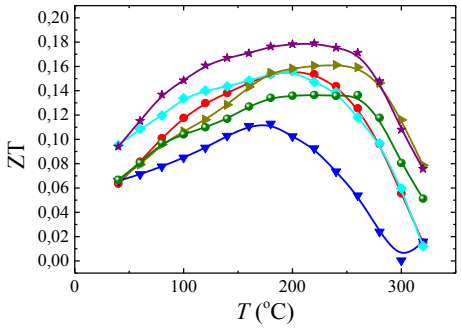


Рис. 2. Температурная зависимость термоэлектрической эффективности

На рис. 2 приведено оценочное значение термоэлектрической эффективности, для расчета значение коэффициента теплопроводности было принято равным единице. Хорошо видно, что величина термоэлектрической эффективности так же, как и коэффициент Зеебека, возрастает с ростом температуры и проходит максимальное значение при температурах около 200 °C. Наилучшее значение термоэлектрической эффективности составляет 0,18 при 200 °C.

Экспериментальный результат также показал, что термоэлектрическая добротность структур с квантовыми ямами и квантовыми точками заметно превосходит таковую в структуре без квантовых точек.

Выводы

Таким образом, наноразмерные объекты, в частности квантовые ямы и квантовые точки, позволяют улучшить термоэлектрические свойства гетероструктуры GaAs/InGaAs.

Финансирование

Работа выполнена при финансовой поддержке Министерства образования и науки РФ в рамках гос. задания (проект FSWR-2023-0037).

Литература

1. D. L. Huffaker et al. // Appl. Phys. Lett. 1998. V. 73. P. 2564.
2. A. Khitun et al. // J. Appl. Phys. 2000. V. 88. P. 696.
3. T. C. Harman et al. // Science. 2002. V. 297. P. 2229.

Получение многослойных эпитаксиальных структур InAs/Ga(As)Sb с компенсацией упругих напряжений

Г. Н. Ерошенко[1,*], И. И. Минаев[1], А. В. Клековкин[1], К. А. Савин[1], В. С. Кривобок[1,2], А. Е. Гончаров[2], А. В. Муратов[1], А. Р. Дубовая[1,3]

[1] Физический институт им. П. Н. Лебедева РАН, Ленинский пр., 53, Москва, 119991
[2] АО «НПО «Орион», ул. Косинская, 9, Москва, 111538
[3] Московский физико-технический институт, Институтский пер., 9, Долгопрудный, Московская обл., 141701
*er-grig@mail.ru

Обсуждается получение методом молекулярно-пучковой эпитаксии многослойных InAs/Ga(As)Sb структур, в которых для компенсации упругих напряжений, вызванных различием постоянных решетки InAs и Ga(As)Sb, используются ультратонкие переходные слои.

Введение

К настоящему моменту для ряда приложений, связанных с оптоэлектроникой, многослойные InAs/Ga(As)Sb структуры рассматриваются как оправданная альтернатива распространенных систем на основе твердых растворов кадмий-ртуть-теллур (HgCdTe) и гетероструктур GaAs/AlGaAs с квантовыми ямами [1]. Это связано как с физическими свойствами гетеропары InAs/Ga(As)Sb, принадлежащей к семейству 6,1 Å, так и с определенными технологическими преимуществами, в первую очередь, по сравнению с HgCdTe.

Так, для системы InAs/GaSb существует возможность подавления оже-рекомбинации [2, 3] и межзонного туннелирования вследствие высокой подвижности и большой эффективной массы электронов [4], варьирование длины волны отсечки при изменении соотношения толщин слоев InAs и GaSb в полупроводниковой сверхрешетке [5], отсутствие ограничений, связанных с правилами отбора для оптических переходов [6].

Контроль переходной области между слоями InAs и Ga(As)Sb имеет решающее значение для получения высококачественных структур. Это связано, в том числе, с необходимостью компенсации упругих напряжений, возникающих в результате различия постоянных решетки у GaSb и InAs. Данная особенность, несущественная для сравнительно тонких структур, может играть решающее значение в приборных структурах толщиной ~2 мкм и более.

При росте на подложках GaSb (100) одним из способов компенсации напряжений служит введение специального подслоя InSb ~0,5–1 ML. Переходной слой InSb ($\Delta a/a$ ~ +7,8% к GaSb) помогает скомпенсировать напряжения, возникающие в слое InAs, избежав, таким образом, пластической релаксации. Еще одним методом выращивания качественного гетероперехода является намеренное образование «InSb-подобного» слоя на границе Ga(As)Sb/InAs путем замещения материала V группы. В настоящей работе разработан дизайн переходных слоев и продемонстрировано их успешное использование для эпитаксиального роста многослойных структур.

Результаты

Схематичное изображение алгоритма проведения процесса роста, а также соответствующие разным этапам снимки экрана RHEED изображены на рис. 1. Рисунок (*a*) соответствует наличию переходных слоев, в то время как на рис. (*b*), где отсутствуют переходные слои, наблюдается картина RHEED, характерная для трехмерного роста.

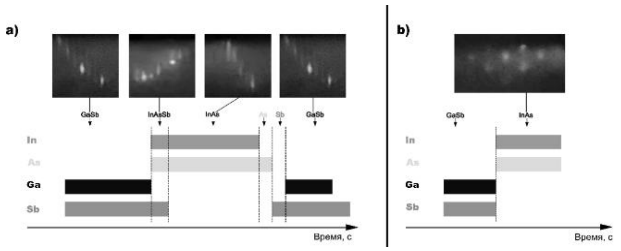


Рис. 1. Алгоритм проведения процесса и RHEED изображения: *а* – с использованием InSb-подобных интерфейсов; *б* – без использования InSb-подобных интерфейсов

Данные, полученные с помощью атомно-силовой микроскопии, продемонстрировали хорошее качество поверхности верхнего слоя гетероструктуры (слой GaSb) с характерными террасами роста, без видимых дефектов. Снимки поверхности образцов, выращенных при оптимизированных параметрах роста, представлены на рис. 2.

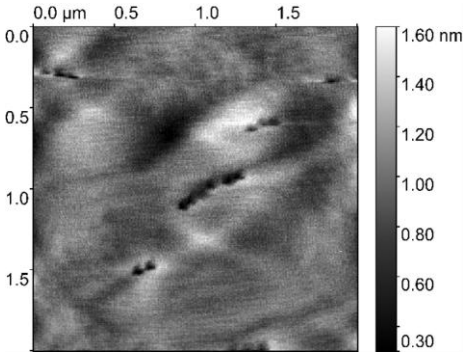


Рис. 2. АСМ изображение поверхности сверхрешетки InAs/GaSb

На основе снимков размером 2×2 мкм^2 были рассчитаны показатели среднеквадратичной шероховатости поверхностей (RMS). Для структуры, включающей 100 периодов InAs/Ga(As)Sb, RMS составила ~1,1 нм. Поверхность не идеально гладкая, имеет особенности рельефа, форма которых напоминает пирамиды с квадратным или прямоугольным основанием. Также на снимке видны характерные для GaSb атомарные террасы роста.

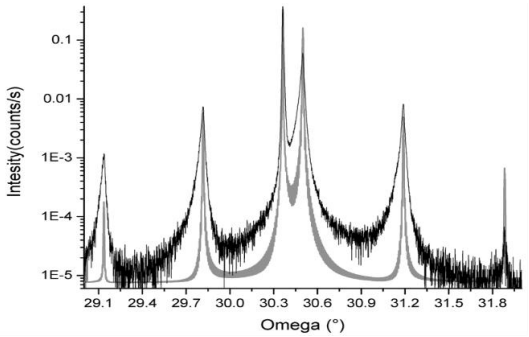


Рис. 3. Кривые дифракционного отражения для образца со структурой Ga(As)Sb/InAs, содержащей 100 периодов от плоскости отражения (004), полученные в режиме ω/2θ-сканирования. Экспериментальная (черная) кривая и совмещенная с ней расчетная кривая (серая)

Исследование полученных структур методом рентгеновской дифрактометрии подтвердило номинально заложенные характеристики сверхрешеток. В целом из рентгеноструктурного анализа следует, что для полученной многослойной структуры характерны выраженная периодичность и отсутствие заметных изменений состава формирующих ее слоев. Толщины слоев GaSb и InAs, полученные путем моделирования, в пределах погрешности согласуется с номинальными ростовыми параметрами.

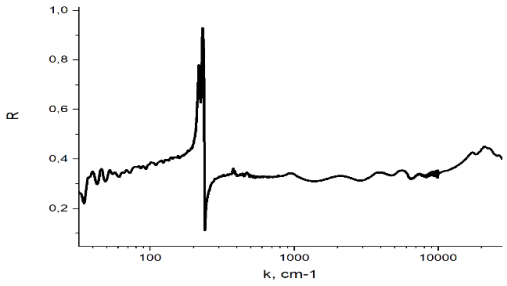


Рис. 4. Спектр отражения структуры GaSb/InAs при температуре 77 К

Спектры отражения полученной структуры, состоящей из 100 слоев InAs/Ga(As)Sb (см. рис. 4), измерялись с помощью ИК-фурье-спектрометрии при температуре 77 К для угла падения, близкого к нормали. В спектре отражения присутствуют два выраженных резонанса, вызванные наличием двух типов ИК активных оптических фононов. Первый 218 $см^{-1}$ относится к объемному GaSb, второй с частотой вблизи 231 $см^{-1}$ соответствует многослойной структуре. Наиболее интересной особенностью в спектре является пик в районе 1000 $см^{-1}$. Расчеты показывают, что данная особенность не связана с интерференцией, а определяется частотной зависимостью показателя преломления вблизи межподзонных переходов. Таким образом, данная особенность формируется в результате вклада переходов с участием минизон сверхрешетки. Таким образом, из представленных спектроскопических данных следует, что в районе 1000 $см^{-1}$ расположен край поглощения между двумя ближайшими – электронной и дырочной – минизонами.

Выводы

Рассмотренные выше результаты АСМ, рентгеновской дифрактометрии и ИК-фурье-спектрометрии показывают, что используемый в данной работе подход позволил реализовать рост качественной структуры, содержащей 100 периодов GaSb/InAs с толщинами слоев Ga(As)Sb и InAs до несколько нанометров. Использование данного подхода позволяет сохранить приемлемую шероховатость поверхности и при большом количестве периодов. Таким образом, разработанный подход потенциально пригоден для роста приборных структур с толщиной активной области до нескольких микрометров.

Финансирование

Работа выполнена при поддержке гранта РНФ № 19-79-30086.

Литература

1. L. Xie, G. Wang, Q. Sun. Advances and trends of type-II superlattice infrared detectors // AOPC 2020: Infrared Device and Infrared Technology. 2020. V. 11563. P. 121–126.

2. C. H. Grein, H. Cruz, M. E. Flatte, H. Ehrenreich. Theoretical performance of very long wavelength InAs/In x Ga1− x Sb superlattice based infrared detectors // Applied Physics Letters. 1994. V. 65, no. 20. P. 2530–2532.

3. A. Rogalski, J. Antoszewski, L. Faraone. Third-generation infrared photodetector arrays // Journal of applied physics. 2009. V. 105, no. 9. P. 4.

4. A. Rogalski. Recent progress in infrared detector technologies // Infrared Physics & Technology. 2011. V. 54, no. 3. P. 136–154.

5. M. A. Kinch. Fundamentals of infrared detector materials // SPIE press. 2007. V. 76.

6. Д. А. Литвинов, Д. А. Пашкеев, Л. Н. Григорьева и др. Исследование одноэлектронного спектра GaAs/AlGaAs-гетероструктуры для фотодетекторов среднего ИК-диапазона с помощью измерений низкотемпературной люминесценции // Краткие сообщения по физике Физического института им. П. Н. Лебедева Российской Академии Наук. 2020. Т. 47, № 4. С. 9–16.

Модификация отжигом состава и свойств многослойных наноструктур «олово / субоксид кремния или германия»

А. В. Ершов*, Р. Н. Крюков, С. Ю. Зубков, Д. А. Юшков, Д. С. Мастюгин, А. И. Белов, Н. В. Байдусь

Нижегородский государственный университет им. Н. И. Лобачевского, пр. Гагарина, 23/3, Нижний Новгород, 603950
*ershov@phys.unn.ru

Изучено влияние высокотемпературного (до 900–1100 °С) отжига на морфологические и оптические свойства многослойных наноперiодических структур (МНС) GeO_X/Sn/GeO_X и SiO_X/Sn/SiO_X, полученных испарением в вакууме. Варьировалась толщина слоев олова от ~1 нм до ~10 нм. Образцы МНС анализировались методом рентгеновской фотоэлектронной спектроскопии с профилированием по глубине. Изучались спектры фурье-ИК-пропускания и фотолюминесценции наноструктур с оловом и без него в зависимости от толщины, материала субоксидов и условий отжига.

Введение

Формирование многослойных наноперiодических структур «субоксид кремния / олово (МНС SiO*x*/Sn)» актуально тем, что введение изовалентного олова в SiO*x* позволяет повысить интегральную интенсивность люминесценции, связанную с нанокристаллами кремния (НК Si), сформированными после высокотемпературного (~1000 °С) отжига [1]. Это происходит, по меньшей мере, в результате двух причин. *Во-первых*, введение олова снижает температуру кристаллизации аморфного кремния [2] и, соответственно, при термообработке субоксида кремния, на стадии формирования зародышей фазы кремния, олово должно увеличивать плотность кремниевых зародышей, а также плотность массива нанокристаллов. *Во-вторых*, расчеты энергетической щели сплавов $Si_{1-x}Sn_x$ показали [3], что двойная система должна иметь «прямую» зону при правильных значениях содержания олова. В связи с этим создание наноструктур SiO*x*/Sn и GeO*x*/Sn важно для практических применений в нанофотонике.

Многослойные наноструктуры получали поочередным осаждением в вакууме серии нанослоев в последовательности: (SiO*x*, Sn, SiO*x*, Sn, SiO*x*) на подложке из кремния марки КДБ-20 (100) и лейкосапфира (1–102) при температуре 120 °С. Осаждение SiO*x*- и GeO*x*-слоев проводили резистивным испарением из танталовой ячейки, а слои металлического олова – методом электронно-лучевого испарения. Для контроля толщины пленок использовался метод кварцевого датчика. Были сформированы серии многослойных наноструктур SiO*x*/Sn и GeO*x*/Sn при одинаковой толщине слоев субоксида, равной 20±1 нм, тогда как толщина слоев олова от образца к образцу варьировалалась от ~1 до 8 нм. Таким образом, были сформированы наборы образцов пятислойных МНС субоксид/Sn с периодами, соответственно слоям: 20/1 нм; 20/2 нм; 20/3 нм; 20/5 нм; 20/8 нм и отдельные слои субоксида кремния и субоксида германия (без прослоек олова) толщиной 70–80 нм. Последующий отжиг напыленных образцов субоксидов и МНС SiO*x*/Sn и GeO*x*/Sn проводился в трубчатой печи при температурах до 1100 и 900 °С соответственно в атмосфере азота (чистоты 5 N) в течение 60 мин.

Изготовленные образцы были изучены методом рентгеновской фотоэлектронной спектроскопии (РФЭС). Отожженные пленки исследовались методом ИК-спектроскопии и фотолюминесценции (ФЛ). Исследования методом РФЭС проводились на комплексе Multiprobe RM (Omicron Nanotechnology GmbH). Эмиссия фотоэлектронов возбуждалась рентгеновским излучением с линиями MgK_a (1253,6 эВ) или AlK_a (1486,7 эВ). Для послойного профилирования производилось распыление образца ионами Ar^+ при ускоряющем напряжении 1 кВ, собранными в однородный пучок диаметром 20 мм. Средняя скорость травления была ~0,2 нм/мин.

Для определения состава и химического анализа образцов записывались наиболее интенсивные фотоэлектронные линии элементов: O 1*s* (~530 эВ), Si 2*s* (~150 эВ), Sn $3d_{5/2}$ (~487 эВ), C 1*s* (~285 эВ). Концентрация элементов в слоях определялась методом факторов относительной элементной чувствительности (ФОЧ). Проверка зарядового сдвига фотоэлектронных линий проводилась сравнением энергетического положения пиков с эталонными линиями. Детали спектрального анализа фотоэлектронных линий представлены в работе [4].

Спектры фурье-ИК-пропускания снимались на спектрометре Varian 4100 Excalibur со спектральным разрешением 2 $см^{-1}$ по методике многократного накопления сигнала в диапазоне 400–1400 $см^{-1}$. Измерения спектров ФЛ при комнатной температуре в диапазоне длин волн 650–1000 нм производились на установке Nanometrics RPM PL Wafer Mapping System с использованием Nd: YAG-лазера.

Результаты

Результаты обработки РФЭС-данных по глубине, полученных с применением ионного травления МНС, на примере SiO*x*/Sn с периодом 20/8 нм после их осаждения представлены на рис. 1 и 2 в виде профилей распределения концентраций химических элементов и химических связей по глубине.

На рис. 1 видно наличие пиков высокой концентрации олова на заданных при осаждении толщинах МНС (~20 нм). Средний (эффективный) коэффициент стехиометрии в слоях субоксида кремния SiO*x* составил $x \approx 1{,}65$. Близкая величина $x \approx 1{,}72 \pm 0{,}05$ была найдена для эффективного коэффициента стехиометрии слоев субоксида кремния остальных МНС SiO*x*/Sn. Из рис. 2 следует, что для осажденной мно-

гослойной структуры распределение химической связи кремния по глубине в конфигурации SiO_2 дает примерный уровень 20–25 ат.%, субоксидной кремниевой фракции SiO_x ~ 10–15 ат.%. Эта спектральная компонента включает субоксиды кремния в соединениях Si_2O, SiO или Si_2O_3. Было обнаружено наличие элементных Si и Sn, которые могут образовывать твердый раствор, и эти линии представлены как Si(Sn) + Sn–Si. Эта составляющая химических связей соответствует пикам глубинного распределения элементного олова на рис. 1. На уровне единиц атомных процентов на тех же глубинах, как для пиков концентрации Si(Sn) + Sn–Si-связей, обнаруживаются пики связей оксидов олова SnO и SnO_2.

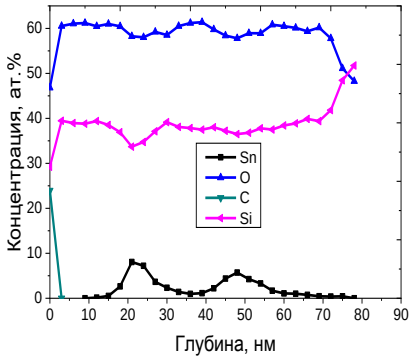


Рис. 1. Распределение концентрации химических элементов по глубине в неотожженном образце SiOx/Sn 20/8 нм

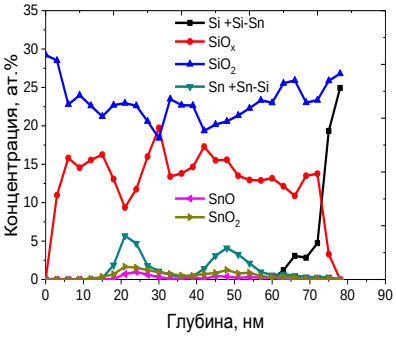


Рис. 2. Распределение концентрации химических связей по глубине в неотожженной МНС SiO*x*/Sn (20/8 нм)

Были обнаружены следующие закономерности влияния высокотемпературного отжига на результаты РФЭС. Форма пиков олова Sn-слоев практически не изменилась, но их положение в МНС SiO*x*/Sn сместилось на бóльшую глубину, особенно после отжига при 1100 °C, – на ~10 нм. Эффективный коэффициент стехиометрии в слоях SiO*x* МНС SiO*x*/Sn увеличился до $x \approx 1{,}85$, начиная с температуры отжига 900 °C и остался таким после отжига, вплоть до 1100 °C. Другой особенностью было увеличение фракции связей Si(Sn) + Sn–Si и уменьшение концентрации связей оксидов олова SnO и SnO_2 (в ~2 раза) при росте температуры отжига до 1100 °C. Таким образом, отжиг «провоцирует» сокращение количества оксидов олова, по-видимому, из-за предпочтительного окисления кремния.

Спектры фурье-ИК-пропускания в области 400–1400 $см^{-1}$ напыленных и отожженных при 700–1100 °C в атмосфере азота МНС SiO*x*/Sn показали наличие и модифицирование полос поглощения, свойственных колебательным модам связей кремний – кислород. Интенсивность пиков полос поглощения и их частотные смещения закономерно изменялись с ростом температуры отжига, указывая на выделение SiO_2-фазы вследствие диспропорционирования субоксида кремния. Моды колебаний Sn-O проявились очень слабо и только после отжига при 700–1100 °C в виде широких полос при 490–510 $см^{-1}$ и 620–650 $см^{-1}$, соответствующих колебаниям растяжения O-Sn-O и SnO [5].

Сравнительное изучение спектров фотолюминесценции исследуемых отдельных слоев субоксида SiO*x* (или GeO*x*)-слоев и образцов МНС субоксид/Sn, в зависимости от условий отжига, для всех полученных толщин нанослоев олова в МНС показало, что интенсивность ФЛ от полупроводниковых НК, формируемых при 1000–1100 °C (или 800–900 °C) в отдельных слоях SiO*x* (или GeO*x*) с пиками ФЛ при 750–860 нм превышала свечение от НК Si (Ge) в МНС субоксид/олово. В докладе обсуждаются особенности люминесценции изучаемых структур и влияние отжига на поведение нанослоев олова.

Выводы

Были приготовлены отдельные пленки субоксидов SiO*x* или GeO*x* (с x ~ 1,5–1,7) и пятислойные МНС «субоксид/Sn» с толщинами субоксида в 20 нм и с вариацией толщины слоев олова от ~1 до 8 нм. По данным РФЭС и фурье-ИК-спектроскопии высокотемпературный (1100 и 900 °C) отжиг приводит к формированию НК Si (Ge), как в отдельных слоях, так и в субоксидных слоях МНС. Сравнительное изучение спектров ФЛ-образцов показало, что введение нанослоев олова между нанослоями субоксидов, по крайней мере в указанных условиях получения и термообработки, не приводит к повышению эффективности люминесценции в области 750–860 нм.

Финансирование

Работа выполнена при частичной поддержке Министерства науки и высшего образования РФ в рамках госзадания № FSWR-2023-0035.

Литература

1. C. Ma, L. Bi and J.Y. Feng // J. Cryst. Growth. 2007. V. 305. P. 30–35.
2. A. Ooato, T. Suzuki, J.-H. Park, M. Miyao, T. Sadoh // Thin Solid Films. 2014. V. 557. P. 155–158.
3. R. A. Soref, C. H. Perry // J. Appl. Phys. 1991. V. 69. P. 539–541.
4. A. V. Boryakov, S. I. Surodin, R. N. Kryukov, D. E. Nikolichev, S. Yu. Zubkov // J. Electron. Spectrosc. Relat. Phenom. 2018. V. 50. P. 1443–1448.
5. A. B. Zhang, Y. Tian, J. X. Zhang, W. Cai // J. Mater. Sci. 2011. V. 46. P. 1884–1889.

Генерация импульсов тока наносекундного диапазона с помощью GaAs-тиристора для накачки многоямного InGaAs/GaAs/AlGaAs-гетеролазера

К. С. Жидяев*, А. Б. Чигинева, Н. В. Байдусь, И. В. Самарцев, А. В. Кудрин

Нижегородский государственный университет им. Н. И. Лобачевского, пр. Гагарина, 23/3, Нижний Новгород, 603950
*zhidyaev@nifti.unn.ru

Рассматривается работа релаксационного генератора, состоящего из GaAs-тиристора и InGaAs/GaAs/AlGaAs-лазера при частоте следования импульсов 300 Гц и 10 кГц. Продемонстрировано повышение стабильности параметров релаксационного генератора с увеличением частоты генерации импульсов тока в результате добавления в его конструкцию дополнительного лазерного диода. Получены оптические импульсы длительностью 28 нс с амплитудой 51 Вт при частоте следования 10 кГц.

Введение

Малогабаритные низковольтные тиристоры на основе полупроводников A^3B^5 привлекают внимание в качестве перспективных коммутаторов для генерации коротких импульсов тока большой амплитуды для накачки полупроводниковых лазерных диодов [1]. Однако при повышении частоты следования импульсов может происходить снижение блокирующей способности коммутатора из-за разогрева структуры ключа. Низковольтные ключи по сравнению с высоковольтными в меньшей степени подвержены тепловому разогреву при коммутации тока заданной величины. Тем не менее переход к низковольтным ключам полностью не решает данную проблему, так как переключение коммутатора в проводящее состояние может сопровождаться шнурованием тока, вследствие чего из-за эффекта *di*/*dt* происходит деградация структуры ключа. Настоящая работа посвящена исследованию генерации импульсов тока наносекундного диапазона с помощью релаксационного генератора, состоящего из GaAs-тиристора и InGaAs/GaAs/AlGaAs-лазера.

Исследуемые образцы и методика измерений

На подложке n^+-GaAs выращивалась n-p-n-p-тиристорная гомоструктура методом МОС-гидридной эпитаксии. Концентрация легирующей примеси эмиттерных областей *n*- и *p*-типа толщиной 0,55 и 0,30 мкм соответственно составляла ~10^{18} $см^{-3}$. Базовые области n^0-типа (1,9 мкм) и p^0-типа (2,2 мкм) легировались до уровня ~10^{16} $см^{-3}$. На основе выращенной структуры изготавливались тиристоры с полосковой геометрией мез глубиной 0,5 мкм и шириной 360 мкм. Омические полосковые контакты шириной 300 мкм формировались к p-эмиттеру (анодный) и к n-базе (управляющий). Со стороны подложки наносился сплошной катодный контакт. Изготовленные чипы тиристоров имели размер ~ 1×1 мм.

Лазерная InGaAs/GaAs/AlGaAs гетероструктура выращивалась методом МОС-гидридной эпитаксии. Конструкция структуры имеет увеличенную активную область (включает 6 квантовых ям) и позволяет бóльшую часть лазерного излучения выводить через подложку. Особенностью конструкции является то, что излучение вытекает в область выхода из всей поверхности ограничительного слоя и имеет малый угол расходимости в плоскости, перпендикулярной *p*-*n*-переходу. Особенности конструкции и параметры структуры лазера подробно изложены в работе [2]. Из выращенной структуры изготовлены чипы лазерных диодов полосковой геометрии с шириной активной области 360 мкм и длиной резонатора 500 мкм. На свежесколотые торцы резонатора наносились интерференционные покрытия с высоким и малым коэффициентами отражения. В импульсно-периодическом режиме накачки изготовленные лазеры имели сверхузкую диаграмму направленности (1,3°) в плоскости, перпендикулярной p-n-переходу. Генерация когерентного излучения происходила на длине волны 1 мкм.

На основе чипов тиристора, лазера и керамического SMD конденсатора были реализованы два типа релаксационного генератора на тиристоре (РГТ). Схема первого типа (РГТ-1) включала в себя один лазерный диод, второго типа (РГТ-2) – два последовательно соединенных лазерных диода. Емкость конденсатора составляла 80 и 45 нФ для РГТ-1 и РГТ-2 соответственно. Емкость подбиралась таким образом, чтобы длительности генерируемых импульсов были примерно одинаковыми. Все чипы РГТ монтировались на одной керамической подложке на основе Al_2O_3, объем которой составлял 9,25 $мм^3$. Отметим, что при работе изготовленный генератор помещался на теплоизолированную подложку, и, таким образом, не использовались дополнительные внешние радиаторы. Температура окружающей среды составляла 23 °C. Работа РГТ осуществлялась в импульсно-периодическом режиме (при 300 Гц и 10 кГц). Для этого конденсатор заряжался до напряжения, равного напряжению переключения тиристора ($U_{прк}$), после чего тиристор переходил в проводящее состояние, формируя импульс тока большой амплитуды.

В работе исследовались временные характеристики электрической и оптической части РГТ. Для этого измерялись осциллограммы анодного напряжения тиристора и оптического излучения лазерного диода.

Результаты

На рис. 1, *а* приведены осциллограммы анодного напряжения РГТ-1 при генерации импульсов с частотой 300 Гц (кривая *1*) и 10 кГц (кривая *2*) при комнатной температуре. Видно, что при увеличении частоты

генерации снижается максимальное блокируемое тиристором напряжение от 26 до 21 В, что может быть вызвано разогревом структуры. Это предположение подтверждают результаты экспериментов при температуре жидкого азота: при увеличении частоты генерации до 10 кГц снижения блокирующей способности тиристора не наблюдалось.

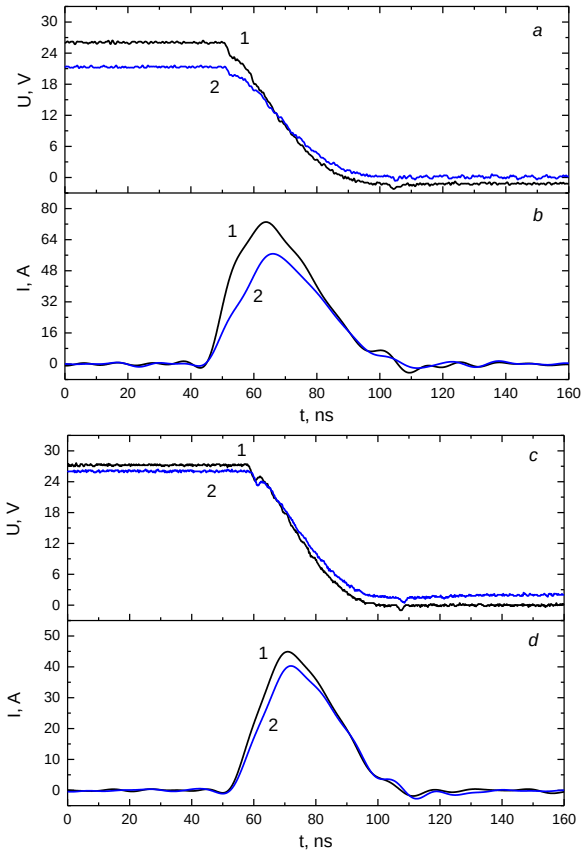


Рис. 1. Временные зависимости анодного напряжения и тока в контуре для РГТ-1 (*a*, *b*) и РГТ-2 (*c*, *d*) при частоте генерации импульсов: *1* – 300 Гц, *2* – 10 кГц

При помощи измеренного напряжения и емкости конденсатора определена временная зависимость заряда конденсатора. Путем дифференцирования последней получены временные зависимости силы тока в контуре для РГТ-1 (рис. 1, *b*), по которым оценивалась амплитуда генерируемых импульсов тока. При увеличении частоты генерации импульсов от 300 Гц до 10 кГц амплитуда тока уменьшилась от 73 до 56 А вследствие снижения блокирующей способности тиристора. Длительность импульсов составила 30 нс, что согласуется с длительностью оптического импульса лазера 26 нс. Амплитуда оптического импульса лазерного излучения снизилась от 36 до 17 Вт.

Главной причиной разогрева тиристорной структуры является эффект di/dt, который возникает из-за локализации (шнурования) тока в момент перехода тиристора в открытое состояние. В работе [3] экспериментально показано, что с повышением блокируемого напряжения происходит увеличение локализации тока для лазер-тиристора. При напряжении более 15 В размер токового шнура составляет ~70 мкм. При генерации импульсов тока длительностью 30 нс размер токового шнура в лазер-тиристоре составляет ~100–200 мкм [4]. На основе приведенных данных можно оценить плотность тока в тиристоре, которая составляет не менее 180 кА/см^2.

Для повышения стойкости тиристора к эффекту di/dt в литературе предлагаются различные способы: от повышения скорости распространения включенного состояния до увеличения первоначальной области включения. В настоящей работе нами предложен другой способ решения проблемы: использовать конструкцию РГТ, которая включает в себя два лазерных диода (РГТ-2), вместо одного, как в РГТ-1. Это приведет к увеличению сопротивления нагрузки и уменьшению амплитуды импульсов генерируемого тока. Однако при двух последовательно включенных лазерных диодах снижение тока накачки не изменит энергетические характеристики суммарного оптического импульса.

На рис. 1, *c* приведены осциллограммы анодного напряжения РГТ-2 при генерации импульсов с частотой 300 Гц (кривая *1*) и 10 кГц (кривая *2*). Определены временные зависимости силы тока в контуре генератора (рис. 1, *d*). При увеличении частоты генерации наблюдалось снижение блокируемого напряжения от 27 до 26 В и амплитуды токового импульса – от 45 до 40 А, что значительно меньше, чем в РГТ-1. Длительности токового и оптического импульсов составили 28 нс. При частоте генерации 10 кГц амплитуда оптического импульса равнялась 51 Вт.

Выводы

Исследован релаксационный генератор, состоящий из GaAs-тиристора и InGaAs/GaAs/AlGaAs-лазера. Показано, что добавление дополнительного лазерного диода в конструкцию генератора приводит к значительному повышению стабильности его параметров при увеличении частоты генерации импульсов. Предложенная конструкция РГТ позволяет получить оптические импульсы длительностью 28 нс с амплитудой 51 Вт при частоте следования 10 кГц.

Финансирование

При поддержке Программы стратегического академического лидерства «Приоритет 2030» Министерства науки и высшего образования Российской Федерации.

Литература

1. S. O. Slipchenko, et al. // IEEE Transact. On Electron Devices. **68**, 2856 (2021).

2. В. Я. Алешкин и др. // Кв. электроника. **40**, 855 (2010).

3. S. O. Slipchenko, et al. // J. Appl. Phys. **121**, 054502 (2017).

4. А. А. Подоскин и др. // ФТП. **55**, 466 (2021).

Дисперсия волноводных мод квантово-каскадного лазера с двойным металлическим волноводом, рассчитанная модифицированным методом Маркатили

Б. А. Жмудь[1,2,*], А. С. Соболев[2], Р. А. Хабибуллин[1,2]

[1]Институт сверхвысокочастотной полупроводниковой электроники им. В. Г. Мокерова РАН, ул. Нагорный проезд, 7, Москва, 117105
[2]Московский физико-технический институт (НИУ), Институтский пер., 9, Долгопрудный, 141701
*zhmud.ba@phystech.edu

В работе исследован модифицированный метод Маркатили, позволяющий рассчитать дисперсию двойного металлического (ДМ) волновода квантово-каскадного лазера (ККЛ) в ТГц-диапазоне частот. В расчетах использовалась модель диэлектрической проницаемости на основе приближения эффективной среды и модели Друде – Лоренца. Результаты сравниваются с точным расчетом уравнения Гельмгольца методом конечных элементов.

Введение

Дисперсия лазерного волновода является важной характеристикой, позволяющей найти, например, групповую скорость мод, эффективный показатель преломления, дисперсию групповой скорости (ДГС). Эти величины необходимы для многих приложений, например, оценка ДГС необходима для реализации оптической частотной гребенки и режима синхронизации мод в квантово-каскадных лазерах (ККЛ) [1, 2] и в схемах компенсации дисперсии ККЛ для генерации коротких импульсов [3]. Также расчет групповой скорости необходим для реализации схемы увеличения усиления лазера на основе метода понижения групповой скорости волноводных мод [4] в результате изменения диэлектрических свойств границы волновода. Двойной металлический (ДМ) волновод – один из двух типов волноводов, которые получили широкое распространение при изготовлении ККЛ, в частности, из-за рекордных значений высокотемпературной ТГц-лазерной генерации при использовании данного типа волноводов [5]. Сегодня существует множество работ, содержащих моды ДМ-волновода ККЛ, и характеристики так или иначе взаимосвязанны с его дисперсией [2, 6–9], но все они основаны либо на численном моделировании двумерного уравнения Гельмгольца [2, 6, 7] и не содержат подробной информации о дисперсии, либо на квазианалитическом методе 1D матрицы переноса для планарных многослойных волноводов [8–9], который не учитывает поперечные размеры волновода.

Мы сообщаем о нашем недавно разработанном теоретическом подходе, основанном на приближении Маркатили, для анализа мод и дисперсии ДМ-волновода ККЛ. Разработанный подход включает в себя все пространственные характеристики ДМ-волновода и расчет диэлектрической проницаемости гетероструктуры ККЛ в приближении эффективной среды, которое применяется к полупроводниковым материалам, формирующим слои каскадов. Диэлекрические свойства отдельно взятого слоя полупроводникового материала заданы с помощью модели Друде – Лоренца. Это позволяет более точно рассчитать эффективную диэлектрическую проницаемость, принимая во внимание вклад как каскадных барьеров, так и квантовых ям. Более того, в рамках приближения эффективной среды ККЛ является одноосной средой, что может существенно изменить дисперсию, особенно вблизи фононных и плазменных резонансов, где разница между показателями преломления обычных и необычных лучей наиболее велика, что также учтено в нашей модели. Решения двумерного уравнения Гельмгольца, выполненные методом МКЭ, рассчитаны со всеми вышеупомянутыми параметрами материала для оценки точности и области применения нашей аналитической модели.

Результаты

Расчет значений тензора диэлектрической проницаемости гетероструктуры ККЛ с помощью приближения эффективной среды и модели Друде – Лоренца позволяет решить трансцендентное уравнение дисперсии, составленное аналогично оригинальному методу Маркатили [10] с учетом одноосности среды и дополнительных металлических граничных условий вдоль контактных слоев ДМ-волновода. Решение уравнения дисперсии в широком ТГц-диапазоне (1–10 ТГц) представлено на рис. 1 (непрерывные линии, характеризующие вещественную и мнимую части) вместе с результатами МКЭ расчета в программной среде Comsol Multiphysics (треугольники).

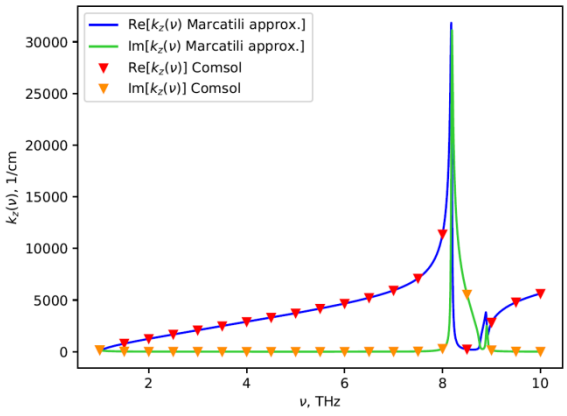


Рис. 1. Дисперсия ДМ-волновода ККЛ в ТГц-диапазоне. Сравнение модифицированного метода Маркатили (непрерывные линии) и МКЭ расчета (треугольники)

На рис. 2 дополнительно приведены результаты аналогичных расчетов вблизи фононного резонанса эффективной среды (на частоте приблизительно 8 ТГц, как и в арсениде галлия).

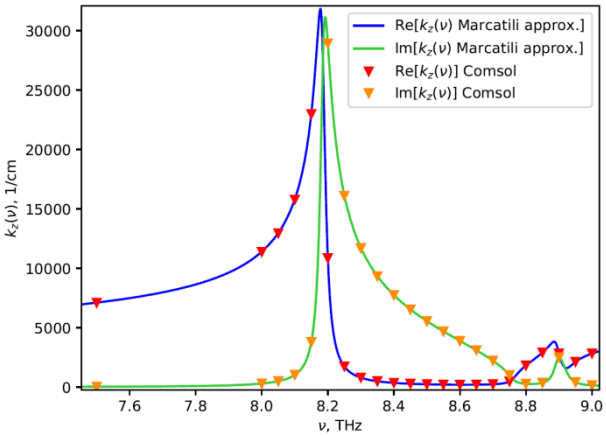


Рис. 2. Дисперсия ДМ-волновода ККЛ в области фононного резонанса GaAs. Сравнение модифицированного метода Маркатили (непрерывные линии) и МКЭ расчета (треугольники)

Как можно наблюдать, значения высокоточного расчета МКЭ практически на всех рассматриваемых частотах очень хорошо совпадают с результатом нашего модифицированного метода Маркатили, в том числе в области фононного резонанса, существенна неоднородность тензора диэлектрической проницаемости.

Выводы

Разработанный модифицированный метод Маркатили отлично подходит для расчета дисперсии ДМ-волновода ККЛ в ТГц-диапазоне частот, ввиду хорошего совпадения с более точным расчетом методом конечных элементов. Поскольку исследуемый метод квазианалитический (численное решение требуется только для одномерного трансцендентного уравнения), то с помощью разработанного метода возможен быстрый анализ дисперсионных кривых, не требующий вычислительных мощностей, как для решения уравнения Гельмгольца.

Финансирование

Работа выполнена при поддержке гранта Фонда имени члена-корреспондента РАН, профессора В. Г. Мокерова.

Литература

1. J. Maysonnave, K. Maussang, J. R. Freeman, et al. Mode-locking of a terahertz laser by direct phase synchronization // Opt. Express. 20. P. 20855–20862. 2012.

2. D. Bachmann, M. Rösch, M. J. Süess, et al. Short pulse generation and mode control of broadband terahertz quantum cascade lasers // Optica. 3. P. 1087–1094. 2016.

3. F. Wang, H. Nong, T. Fobbe et al. Short terahertz pulse generation from a dispersion compensated modelocked semiconductor laser // Laser & Photonics Rev. 11. 1700013. 2017.

4. S. Ek, P. Lunnemann, Y. Chen, et al. Slow-light-enhanced gain in active photonic crystal waveguides // Nat. Commun. 5. 5039. 2014.

5. M. C. Khalatpour, S. J. Tam, Addamane, et al. Enhanced operating temperature in terahertz quantum cascade lasers based on direct phonon depopulation // Appl. Phys. Lett. 122. 161101. 2023.

6. F. Wang, K. Maussang, S. Moumdji, et al. Generating ultrafast pulses of light from quantum cascade lasers. Optica. 2. P. 944–949, 2015.

7. M. Rösch, G. Scalari, M. Beck, et al. Octave-spanning semiconductor laser // Nat. Photonics. 9. P. 42–47. 2015.

8. M. Szymański, A. Szerling, and K. Kosiel. Theoretical investigation of metal–metal waveguides for terahertz quantum-cascade lasers // Opt. Quantum Electron. 47. P. 843–849. 2015.

9. M. Szymański, A. Szerling, K. Kosiel, et al. A study of different metals employed in metal–metal waveguides for terahertz quantum cascade lasers // J. Phys. D: Appl. Phys. 49. 275102. 2016.

10. E. A. J. Marcatili. Dielectric rectangular waveguide and directional coupler for integrated optics // Bell System Technical Journal. 1969. V. 48, no. 7. P. 2071–2102.

Гетероструктуры с селективным туннелированием для лазеров и детекторов на основе CdHgTe

М. С. Жолудев[1,2,*], В. Я. Алешкин[1,2], С. В. Морозов[1,2]

[1]Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, 7, д. Афонино, Кстовский р-н, Нижегородская обл., 603087
[2]Нижегородский государственный университет им. Н. И. Лобачевского, пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603022
*zholudev@ipmras.ru

С помощью метода матрицы рассеяния рассчитаны волновые функции состояний непрерывного спектра гетероструктур на основе CdHgTe. Предложены дизайны структур с селективной туннельной прозрачностью – пропускающих только электроны или только дырки. Предложен способ создания инверсии населенностей в условиях токовой накачки без p-n перехода.

Введение

Квантовые ямы (КЯ) HgCdTe/CdHgTe в настоящее время рассматриваются в качестве перспективной платформы для разработки лазеров среднего и дальнего инфракрасного диапазона. Уже достигнуты значительные успехи в генерации стимулированного излучения в таких структурах в условиях оптической накачки (например, [1]). Главной проблемой для создания лазерных диодов с токовой накачкой остается вопрос p-легирования структур на основе CdHgTe [2]. Действительно, p-n переход играет решающую роль в создании инверсии населенностей, поскольку обеспечивает приток носителей заряда обоих знаков (электронов и дырок) и их локализацию в активной области.

В то же время существуют альтернативные способы для локализации носителей. В частности, для инфракрасных фотоприемников на основе твердых растворов кадмий-ртуть-теллур (КРТ) активно разрабатываются и применяются гетероструктуры с селективными барьерами – слоями, которые обладают туннельной прозрачностью только для носителей определенного знака [3, 4].

В данной работе рассматриваются возможности использования резонансного туннелирования для создания инверсии населенностей в лазерных структурах с токовой накачкой без p-области.

Результаты

С помощью метода матрицы рассеяния [5, 6] были рассчитаны волновые функции состояний дискретного и непрерывного спектра для различных гетероструктур на основе CdHgTe, которые являются селективными барьерами для электронов и дырок.

На рис. 1 показаны простейшие варианты зонной структуры, обеспечивающие селективное туннелирование носителей одного знака. На рис. 1, *а* видно, что резонансное состояние для электронов совпадает по энергии с дном зоны проводимости окружающих слоев, то есть данная структура является прозрачной для электронов вследствие резонансного туннелирования. Для дырок, напротив, ближайшие состояния внутри барьера отстоят от дна валентной зоны на 40–60 мэВ, что заметно выше характерной кинетической энергии носителей даже при комнатной температуре. Таким образом, данная структура непрозрачна для дырок.

На рис. 1, *б* показан противоположный случай: структура прозрачна для дырок, а для электронов имеется барьер высотой 160–180 мэВ. Таким образом, на основе CdHgTe возможно создание селективных барьеров для носителей обоих знаков даже с минимальным количеством слоев.

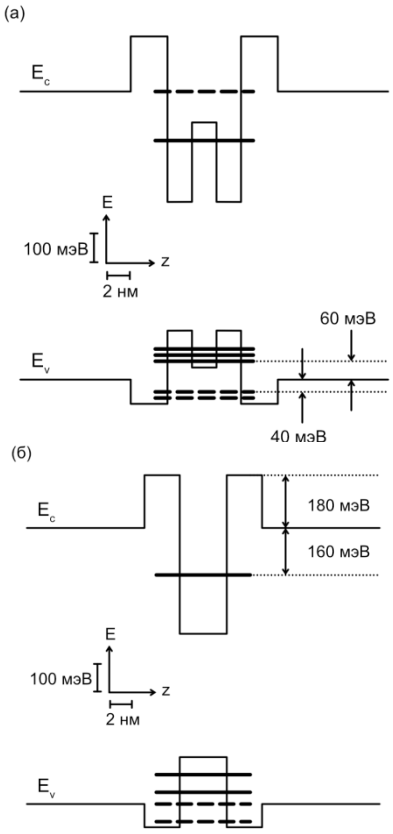


Рис. 1. Простейшие конструкции селективных барьеров для дырок (*а*) и электронов (*б*). Локализованные состояния показаны сплошными линиями, а резонансные – штриховыми

Важной особенностью твердого раствора КРТ является то, что в нем можно получить любую ширину запрещенной зоны от нуля до примерно 1,6 эВ. Это позволяет «разместить» локализованные и резонансные состояния гетероструктур с КЯ HgCdTe/CdHgTe не только напротив определенных зон, но и в произвольном месте запрещенной зоны (рис. 2, *а*). Серия таких состояний в электрическом поле может выстроиться в одно резонансное состояние (рис. 2, *б*), которое распространяется на всю структуру и соединяет валентную зону и зону проводимости сплошным квантовым туннелем. Появление такого туннеля позволит электронам переходить из валентной зоны в

зону проводимости, т. е. генерация электрон-дырочных пар будет происходить благодаря внешнему электрическому полю.

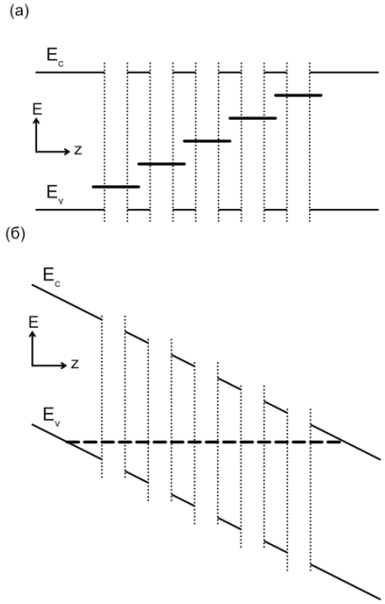


Рис. 2. Схема формирования межзонного туннеля в гетероструктуре на основе CdHgTe

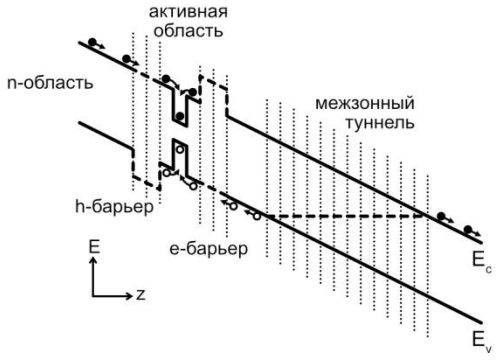


Рис. 3. Схема работы лазерного диода без p-области на основе межзонного туннеля

Мы предлагаем использовать такую структуру для создания достаточной концентрации дырок в системе без p-легирования. На рис. 3 показана предлагаемая схема такого лазерного диода. Электроны инжектируются в структуру из области с n-легированием и свободно проходят через селективный барьер, непрозрачный только для дырок (h-барьер). Далее располагается активная область с квантовыми ямами, где электроны накапливаются, поскольку за ней находится барьер, непрозрачный только для электронов (e-барьер). С другой стороны расположен межзонный туннель, который обеспечивает генерацию дырок. Дырки свободно проходят через e-барьер и накапливаются в активной области, ограниченной h-барьером с другой стороны. Таким образом создается инверсия населенностей.

Выводы

Разработка лазерного диода без p-области представляется вполне возможной путем создания межзонного квантового туннеля.

Финансирование

Работа выполнена при поддержке гранта РНФ № 22-72-10111.

Литература

1. S. V. Morozov, V. V. Rumyantsev, M. A. Fadeev, et al. // Appl. Phys. Lett. 2017. V. 111. P. 192101.
2. W. Lei, J. Antoszewski and L. Faraone // Appl. Phys. Rev. 2015. V. 2. P. 041303.
3. M. Kopytko, et al. // Opto-Electron. Rev. 2015. V. 23, no. 2. P. 143.
4. N. D. Akhavan, et al. // IEEE Trans. Electron Dev. 2016. V. 63, no. 12. P. 4811.
5. A. C. Marsh and J. C. Inkson // Semicond. Sci. Technol. 1986. V. 1. P. 285.
6. M. S. Zholudev, V. V. Rumyantsev and S. V. Morozov // Semicond. Sci. Technol. 2021. V. 37. P. 25003.

Усиление беспороговой оже-рекомбинации в квантовых ямах HgCdTe/CdHgTe за счет резонансных состояний

М. С. Жолудев[1,2,*], К. Е. Кудрявцев[1,2], В. Я. Алешкин[1,2], С. В. Морозов[1,2]

[1]Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, 7, д. Афонино, Кстовский р-н, Нижегородская обл., 603087
[2]Нижегородский государственный университет им. Н. И. Лобачевского, пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603022
*zholudev@ipmras.ru

С помощью метода матрицы рассеяния рассчитаны волновые функции состояний непрерывного спектра в зоне проводимости и валентной зоне квантовых ям HgCdTe/CdHgTe. Показано, что беспороговая оже-рекомбинация может быть как усилена, так и подавлена в зависимости от симметрии конечного состояния носителя, выбрасываемого из квантовой ямы.

Твердые растворы кадмий-ртуть-теллур (КРТ) широко используются для фотоприемников среднего инфракрасного излучения [1]. В последнее время квантовые ямы (КЯ) HgCdTe/CdHgTe рассматриваются в качестве перспективной платформы для разработки длинноволновых лазеров [2]. Одной из важнейших задач при создании источников света на основе таких узкозонных структур является подавление оже-рекомбинации, которая, будучи безызлучательным процессом, препятствует созданию инверсии населенностей.

Большая часть исследований посвящена пороговым оже-процессам, для которых законы сохранения энергии и импульса накладывают ограничение на минимальную кинетическую энергию носителей, участвующих в рекомбинации. Благодаря симметричному квазигиперболическому закону дисперсии электронов и дырок в узкозонных квантовых ямах HgCdTe/CdHgTe эта энергия оказывается существенно выше по сравнению с объемными образцами. Данная особенность этого типа структур позволила существенно продвинуться в области генерации стимулированного излучения в дальнем инфракрасном диапазоне [3].

В гетероструктурах, предназначенных для генерации излучения в среднем инфракрасном диапазоне, энергия межзонных переходов сравнима с энергией выброса электронов и дырок из квантовой ямы. В этом случае заметную роль играют беспороговые оже-процессы, для которых законы сохранения энергии и импульса могут выполняться даже для носителей, расположенных на дне соответствующей подзоны размерного квантования [4]. Как правило, в гетероструктурах HgCdTe/CdHgTe глубина ямы (расстояние от основной подзоны размерного квантования до соответствующей зоны барьерных слоев) в валентной зоне существенно меньше, чем в зоне проводимости. Поэтому чаще наблюдается именно беспороговая оже-рекомбинация с выбросом дырки в надбарьерную область.

Этот эффект подробно изучался в работе [5], где было экспериментально доказано, что вероятность беспороговой оже-рекомбинации имеет резонанс в области, где расстояния от основной подзоны дырок до электронной подзоны и до валентной зоны барьера совпадают. В данной работе представлены результаты теоретических исследований непрерывного спектра КЯ HgCdTe/CdHgTe, которые объясняют природу данного резонанса.

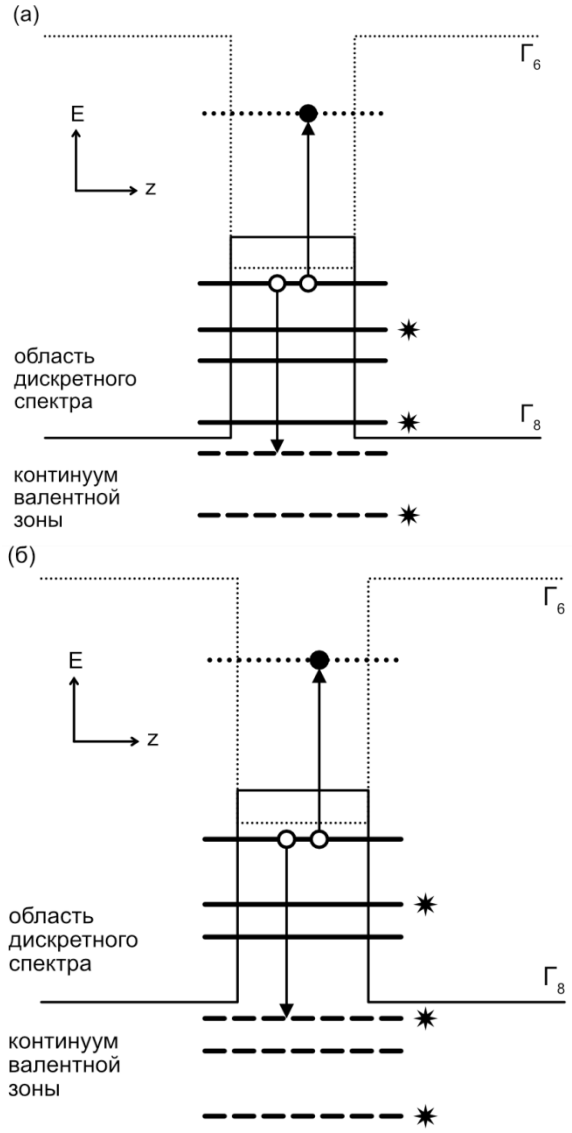


Рис. 1. Схема беспорогового оже-процесса в квантовой яме HgCdTe/CdHgTe при переходе в четное (*а*) и нечетное (*б*) резонансное состояние в непрерывном спектре. Нечетные состояния помечены звездочками. Локализованные состояния дырок показаны сплошными линиями, а резонансные – штриховыми

Результаты

Для образцов, исследованных в работе [5], с помощью метода матрицы рассеяния [6, 7] были рассчитаны волновые функции состояний непрерывного спектра в зоне проводимости и валентной зоне. Сле-

дует отметить, что из-за однородности образцов в плоскости квантовой ямы энергетический спектр является непрерывным не только над барьерами, но и во всех подзонах размерного квантования. Однако, по аналогии с одномерными квантовыми ямами, спектр носителей заряда в яме часто называют дискретным, а в барьерах – непрерывным. В данной работе мы также следуем этому соглашению.

В непрерывном спектре симметричных КЯ существует два вида взаимно ортогональных состояний – четные и нечетные. Волновые функции электронов и дырок в этих состояниях максимальны в области ямы при энергиях, которые близки к дискретным уровням с соответствующей симметрией для аналогичной КЯ большей глубины. Фактически здесь можно говорить о резонансных состояниях КЯ. Стоит отметить, что амплитуды волновых функций в области ямы имеют минимумы вблизи резонансных состояний с противоположной симметрией (четностью).

На рис. 1 показано два варианта резонанса при беспороговой оже-рекомбинации, когда конечное состояние является четным или нечетным. Мы полагаем, что наблюдавшийся в работе [5] резонанс связан именно с совпадением конечного положения дырки, выброшенной из квантовой ямы, с четным резонансным состоянием. В этом случае, поскольку основные подзоны размерного квантования также являются четными, симметрии начального и конечного состояния при переходе совпадают. Если же конечное состояние совпадет по энергии с нечетным резонансным уровнем, то беспороговая оже-рекомбинация будет подавлена.

Выводы

Резонансные состояния в области непрерывного спектра квантовых ям HgCdTe/CdHgTe могут как усиливать, так и ослаблять беспороговую оже-рекомбинацию. При разработке гетероструктур для генерации стимулированного излучения следует стремиться к тому, чтобы конечное состояние носителя, которому передается энергия электрон-дырочной пары, совпадало по энергии с нечетным резонансным состоянием. В этом случае вероятность беспороговой безызлучательной рекомбинации будет снижена.

Финансирование

Работа выполнена при поддержке гранта РНФ № 22-72-10111.

Литература

1. A. Rogalski // HgCdTe photodetectors. Chapter in Mid-infrared Optoelectronics. 2020. Woodhead Publishing Series in Electronic and Optical Materials.

2. S. V. Morozov, V. V. Rumyantsev, M. S. Zholudev, et al. // ACS Photonics. 2021. V. 8. P. 3526.

3. S. V. Morozov, V. V. Rumyantsev, M. A. Fadeev, et al. // Appl. Phys. Lett. 2017. V. 111. P. 192101.

4. M. I. Dyakonov, V. Yu. Kachorovskii // Phys. Rev. B. 1994. V. 49. P. 17130.

5. K. E. Kudryavtsev, A. A. Yantser, M. A. Fadeev // Appl. Phys. Lett. 2023. V. 123. P. 182102.

6. A. C. Marsh and J. C. Inkson // Semicond. Sci. Technol. 1986. V. 1. P. 285.

7. M. S. Zholudev, V. V. Rumyantsev and S. V. Morozov // Semicond. Sci. Technol. 2021. V. 37. P. 25003.

Времена релаксации возбужденных состояний магния в кремнии

Р. Х. Жукавин[1,*], Д. А. Постнов[2], П. А. Бушуйкин[1], К. Е. Кудрявцев[1], К. А. Ковалевский[1], А. Н. Лодыгин[3], Л. М. Порцель[3], В. Б. Шуман[3], Ю. А. Астров[3], Н. А. Бекин[1], В. Н. Шастин[1]

[1]Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, 7, д. Афонино, Кстовский р-н, Нижегородская обл., 603087
[2]ННГУ им. Н. И. Лобачевского, пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950
[3]Физико-технический институт им. А. Ф. Иоффе РАН, ул. Политехническая, 26, Санкт-Петербург, 194021
*zhur@ipmras.ru

Представлены результаты измерений времен релаксации при резонансном и нерезонансном возбуждении доноров магния в кремнии (энергия связи 107,5 мэВ), полученные с использованием различных подходов. Экспериментально показано, что временной отклик при возбуждении нечетных состояний в методе pump-probe содержит две составляющие. Первая представляет собой достаточно быстрый отклик (10–20 пс), а вторая – более медленный, длительностью в несколько сотен пикосекунд. Представлены результаты измерения модуляции прохождения при нерезонансном (ионизирующем) возбуждении излучением CO_2 лазера (10 мкм) доноров магния в кремнии в условиях криогенных температур. В качестве зондирующего излучения использовалось фоновое излучение при температуре порядка 300 К. Было показано, что при умеренных интенсивностях возбуждения наблюдается отклик длительностью порядка 30 мкс, связанный с конечной населенностью спин-триплетных состояний гелиеподобного донора. Проведенные эксперименты показали, что повышение температур до 16 К приводит к значительному укорочению и уменьшению наблюдаемого отклика.

Введение

Двухзарядные нейтральные гелиеподобные доноры в кремнии (магний Mg_0, сера S_0, селен Se_0, теллур Te_0) представляют интерес с различных точек зрения. Во-первых, в таких донорах наличествуют две системы уровней, отличающихся перестановочной симметрией полной волновой функции и спином [1]. Во-вторых, энергии залегания отщепленных состояний 1*s* превышают таковые для водородоподобных доноров [2].

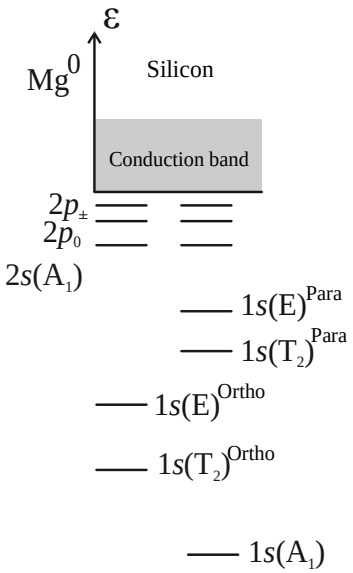


Рис. 1. Схема уровней двухзарядного донора магния в кремнии (не в масштабе). Указаны нижние пара- и ортосостояния

В-третьих, результаты спектроскопии указывают на заглубление состояния $2s(A_1)$ относительно состояния $2p_0$. В-четвертых, для нейтрального селена в кремнии было показано, что переход $1s(A_1)$–$1s(T_2)$ является рамановски активным [3].

Среди указанных двухзарядных доноров магний является самым мелким, а его атомный номер позволяет надеяться, что величина спин-орбитального взаимодействия для спинового триплета $1s(T_2)$ будет минимальна, что должно привести к длинному времени жизни указанного состояния. Схема уровней донора магния в кремнии показана на рис. 1. На данном этапе отсутствует достаточный набор данных о временах жизни возбужденных состояний, контролируемых спонтанным излучением фононов. Относительно недавно было показано, что при резонансном возбуждении парасостояний $2p_0$ и $2p_\pm$ в сигнале pump-probe регистрируются как достаточно быстрые (порядка 10–20 пс) [4], так и более длинные времена (сотни пикосекунд), что поставило вопросы о природе указанных времен. Данная работа ставила своей целью исследование времен релаксации как пара-, так и ортосостояний с помощью методик pump-probe и модуляции прохождения непрерывного зондового излучения при возбуждении состояний донора.

Результаты

Образцы для исследования были получены путем диффузионного легирования монокристаллического кремния магнием, имели концентрацию доноров порядка 3×10^{15} см$^{-3}$, что является рекордной величиной, и были вырезаны в виде клина (порядка 1 градуса) с апертурой 5×7 мм^2 и толщиной около 2 мм с полировкой всех граней. В зависимости от эксперимента образцы помещались в криогенную вставку в гелиевом сосуде Дьюара или оптический криостат. При измерении модуляции прохождения непрерывного излучения с температурой 300 К в качестве источника возбуждения использовался импульсный CO_2 лазер (длина волны 10,6 микрон, 117 мэВ) с модулированной добротностью (длительность импульса 300 нс, частота повторения 300 Гц, средняя мощность ~ 0,5 Вт) или TEA CO_2 лазер с пиковой мощностью до 100 кВт с длительностью импульса 100 нс и частотой повторения 5 Гц. Для уменьшения влияния излучения накачки на детектор Ge:Ga фильтр в виде кристаллического сапфира и сам детектор располагались вне направления распространения пучка излучения CO_2 лазера.

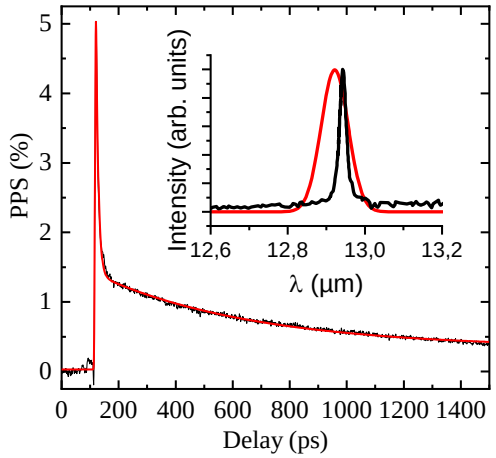


Рис. 2. Сигнал pump-probe при возбуждении состояния $2p_0$ при температуре 5 К. Длительность импульса возбуждения – порядка 10 пс

В случае измерения времен релаксации методом pump-probe использовалось излучение импульсного лазера на свободных электронах FELBE на длинах волн, соответствующих линиям поглощения магния (11–13 мкм). На рис. 2 показан сигнал pump-probe при возбуждении состояния $2p_0$ магния в кремнии. Экспериментально было показано, что короткое время релаксации регистрируется лишь в случае резонанса, а длинное время наблюдается и при отстройке от резонанса. В эксперименте длинное время регистрировалось при увеличении длины волны возбуждения вплоть до величин порядка 15 мкм, что соответствует энергии ионизации молекулярных комплексов магния. Таким образом, можно сделать вывод о том, что длинное время связано с процессом захвата электронов на молекулярные центры. Как следует из вышесказанного, характерные времена релаксации при возбуждении парасостояний оказываются порядка 10–20 пс, а времена захвата – сотни пикосекунд.

Можно предположить, что скорость захвата на донор не зависит от спина электрона, и в случае образования ортосостояния последующая релаксация по состояниям ортогруппы идет также быстро, как и для парагруппы. Однако основным состоянием донора является парасостояние. В случае гелиеподобного донора в кремнии электрон в нижнем ортосостоянии $1s(T_2)$ обладает спин-орбитальным взаимодействием, что связано с долинной симметрией указанного триплетного состояния. При этом величина спин-орбитального взаимодействия для донора магния предполагается слабой, что связано с малым атомным номером магния. Таким образом, можно ожидать существование «бутылочного горла» при релаксации самого нижнего ортосостояния.

При использовании методики модуляции поглощение излучения импульсного CO_2 лазера приводит к ионизации доноров магния с последующим захватом и релаксацией.

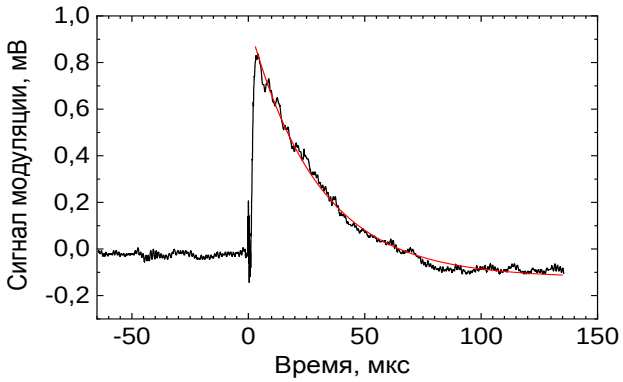


Рис. 3. Сигнал фотомодуляции фонового излучения при фотоионизации доноров магния в кремнии при температуре 5 К. Длительность импульса возбуждения – 100 нс

В качестве зондирующего сигнала использовалось фоновое излучение при температуре порядка 300 К. При умеренных мощностях на детекторе регистрируется импульсный сигнал модуляции прохождения, диапазон которого соответствует терагерцовому диапазону. Рис. 3 демонстрирует характерный отклик Ge детектора, имеющий время спада порядка 30 мкс. Было проведено измерение сигнала фотомодуляции при различных температурах. Было показано, что в диапазоне 4–6 К время релаксации не изменяется, а при дальнейшем увеличении температуры укорачивается и при 15 К достигает 2 мкс. При превышении некоторого уровня падающей мощности возникает короткий отклик, связанный с поглощением свободными носителями, а также более длинный, вызванный поглощением перегретой решеткой.

Выводы

Экспериментально показано, что характерные времена релаксации возбужденных парасостояний магния составляют порядка 10–20 пс. В случае фотоионизации возникает конечная населенность ортосостояний, нижнее из которых обладает достаточно длинным временем релаксации (около 30 мкс при 4–6 К), что связано с малой величиной спин-орбитального взаимодействия.

Литература

1. K. Bergman, G. Grossmann and H. G. Grimmeiss // Phys. Rev. Lett. 1986. V. 56. P. 2827.

2. A. K. Ramdas and S. Rodriguez // Rep. Prog. Phys. 1982. V. 44, P. 1297.

3. A. DeAbreu, C. Bowness, R. J. S. Abraham, A. Medvedova, K. J. Morse, H. Riemann, N. V. Abrosimov, P. Becker, H.-J. Pohl, M. L. W. Thewalt and S. Simmons // Phys. Rev. Appl. 2019. V. 11. P. 044036.

4. N. Dessmann, S. G. Pavlov, A. Pohl, V. B. Shuman, L. M. Portsel, A. N. Lodygin, A. Astrov, N. V. Abrosimov, B. Redlich and H.-W. Hübers // Phys. Rev. B. 2022. V. 106. P. 195205.

Об интерфейсных электронных состояниях на гетерогранице цепочек атомов

И. В. Загороднев*, Д. В. Понкратова

Институт радиотехники и электроники им. В. А. Котельникова РАН, ул. Моховая, 11/7, Москва, 125009
НИУ ВШЭ, ул. Мясницкая, 20, Москва, 101000
*izagorodnev@hse.ru

Рассматриваются электронные состояния на стыке двух атомных цепочек в приближении ближайших соседей модели сильной связи в одно- и двухзонном приближении, а также в рамках эффективного гамильтониана в модели эффективной массы Кона-Латтинжера. Показано, если интегралы перекрытия в цепочках разные, то даже в однозонном приближении при определенном соотношении между ними на стыке цепочек возникают интерфейсные электронные состояния, волновая функция которых локализована на таком гетеропереходе. В рассматриваемых системах в однозонном приближении энергия таких состояний всегда лежит ниже нижней энергетической зоны, и если зоны в разных цепочках перекрываются не сильно, то такие состояния могут быть описаны в рамках феноменологических граничных условий для эффективного гамильтониана. Мы также рассмотрели двухзонное приближение и показали, что при наличии инверсии зон возникают интерфейсные состояния типа Волкова – Панкратова.

Введение

Для аналитического описания собственных поверхностных, а также интерфейсных электронных состояний, например, таммовского или шоклиевского типа, как правило, используют какую-то одну теоретическую модель, например, модель сильной связи или метод эффективной массы Кона – Латтинжера (kp-метод). При этом результаты различных моделей редко сравнивают между собой. В данной работе на примере простейшей (одномерной) модели гетероперехода предпринята попытка сравнить результаты, получаемые в модели сильной связи и в методе эффективной массы, установить их пределы применимости. Стоит отметить, что, несмотря на свою простоту, рассматриваемые системы могут быть реализованы экспериментально, например, в атомных цепочках [1] или нанофотонике [2].

Основные результаты

Был рассмотрен гетеропереход между двумя конечными, а также полубесконечными (одномерными) цепочками атомов. Сначала гетеропереход был рассмотрен в однозонном приближении с заданными энергиями на узле (α_r и α_l в правой и левой цепочке соответственно) и интегралами перекрытия (β_r и β_l в правой и левой цепочке соответственно), рис. 1.

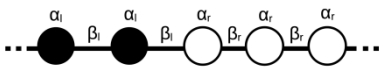


Рис. 1. Схематическое изображение одномерного гетероперехода

В модели сильной связи спектр всех электронных состояний для полубесконечных цепочек нетрудно найти полностью аналитически. При этом в определенной области параметров по интегралам перекрытия возникают интерфейсные состояния, волновые функции которых локализованы на гетеропереходе и показаны на нижних трех графиках на рис. 2.

На верхнем графике на рис. 2 построена энергия как функция интеграла перекрытия в левой цепочке β_l. Делокализованные состояния в правой цепочке не зависят от данного параметра, и поэтому соответствующая им (разрешенная) зона правой цепочки представлена на данном рисунке темной полосой постоянной ширины. Соответствующая разрешенная зона левой цепочки линейно зависит от величины β_l и представлена на графике «бабочкой». Сплошной (синей) кривой представлены интерфейсные состояния. На нижних графиках на рис. 2 изображен квадрат модуля волновой функции интерфейсного состояния при различных значениях интеграла перекрытия β_l.

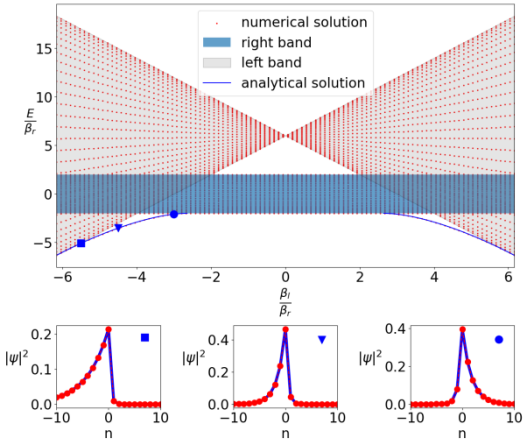


Рис. 2. Энергетический спектр цепочек, локализованное состояние и его волновые функции в однозонном приближении. Для численных расчетов полное число атомов $N = 200$, $\frac{\alpha_r}{\beta_r} = 0$, $\frac{\alpha_l}{\beta_r} = 6$, n – номер атома в цепочке. Цепочки атомов стыкуются на узле с $n = 0$. Аналитическое решение соответствует формуле (1)

Мы проделали также расчеты в рамках метода эффективного гамильтониана (kp-приближение) для описания низкоэнергетических состояний вблизи доньев зон и показали, что, следуя феноменологическому подходу, разработанному в [3, 4], данные состояния могут быть описаны в рамках однозонного эффективного гамильтониана с граничным условием на стыке гетероперехода при $z = 0$, имеющем следующий вид:

$$\left(1 + R\frac{\partial}{\partial z}\right)\psi\Big|_{z=0} = 0\,.$$

Сравнив результаты, полученные в двух моделях, мы нашли, что феноменологический граничный параметр

R выражается через интегралы перекрытия и энергии на узлах как

$$\frac{R}{d} = -\left(\frac{E_{tb}-\alpha_r}{\beta_r} - 2\right)^{-1/2},$$

где d – межатомное расстояние, а E_{tb} – энергия интерфейсного состояния, найденная в модели сильной связи и имеющая следующий вид:

$$E_{tb} = -\frac{\Delta(\alpha_l{\beta_r}^2 - \alpha_r{\beta_l}^2) + ({\beta_l}^2 - {\beta_r}^2)^2}{\Delta({\beta_l}^2 - {\beta_r}^2)}, \Delta = \alpha_l - \alpha_r. \quad (1)$$

Интересно, что качественно применимость kp-приближения выходит за рамки ожидаемой области, т. е. плавности волновых функций на атомном масштабе, хотя количественное совпадение наблюдается именно в этой ожидаемой области.

Далее, гетеропереход был рассмотрен в двухзонном приближении. Для определенности рассмотрим s- и p-зону в каждой цепочке. Помимо энергии на узле $\alpha_{s_l}, \alpha_{p_l}, \alpha_{s_r}, \alpha_{p_r}$ и интегралов перекрытия β_{s_l}, β_{p_l}, β_{s_r}, β_{p_r} появляются новые параметры – интегралы перекрытия между зонами в цепочках (Δ_r и Δ_l в правой и левой цепочке соответственно). Считаем, что в левой цепочке зоны не взаимодействуют, т. е. $\Delta_l = 0$. Также предполагаем, что зоны в правой цепочке инвертированы (p-зона лежит ниже s-зоны), а в левой – нет (p-зона лежит выше s-зоны).

В таком двухзонном приближении в модели сильной связи был найден спектр как объемных электронных состояний, так и интерфейсного состояния, которое в данном случае по энергии располагается в центре энергетической щели, рис. 3. На представленном графике изображена энергия как функция интеграла перекрытия между зонами в правой цепочке. Таким образом, зоны левой цепочки, не зависящие от данного параметра, представлены на графике темными полосами постоянной ширины. Зоны правой цепочки представлены на рисунке светлыми полосами: при увеличении $|\Delta_r|$ открывается щель и растет ширина зон.

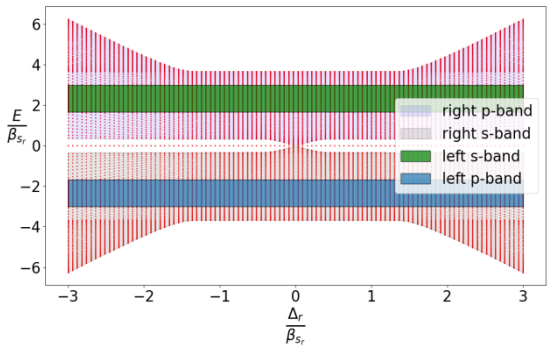


Рис. 3. Энергетический спектр цепочек атомов в двухзонном приближении. В численных вычислениях полное число атомов N = 200, $\frac{\alpha_{s_r}}{\beta_{s_r}} = \frac{-\alpha_{p_r}}{\beta_{s_r}} = \frac{11}{3}$, $\frac{\alpha_{s_l}}{\beta_{s_r}} = \frac{-\alpha_{p_l}}{\beta_{s_r}} = 3, \frac{\beta_{s_l}}{\beta_{s_r}} = \frac{1}{3}$. Из эрмитовости гамильтониана $\beta_{s_r} = -\beta_{p_r}$ и $\beta_{s_l} = -\beta_{p_l}$

Данная задача была рассмотрена и в рамках kp-приближения. Был найден электронный спектр и получено интерфейсное состояние в центре щели.

Литература

1. M. N. Huda, S. Kezilebieke, T. Ojanen, R. Drost, P. Liljeroth // Npj Quantum Materials. 2020. V. 5. P. 17.

2. Y. Moritake, M. Ono, M. Notomi // Nanophotonics. 2022. V. 11. P. 2183.

3. В. А. Волков, Т. Н. Пинскер // ЖЭТФ. 1976. Т. 70. С. 2268.

4. В. А. Волков, В. В. Еналдиев, И. В. Загороднев. Электронные поверхностные состояния в полупроводниках и полуметаллах. Москва : Физматкнига, 2018.

Нефелоксетический эффект для ионов Fe^{2+} в матрицах ZnSe и CdTe

Д. А. Зазымкина[1,*], С. И. Ченцов[1], Д. Ф. Аминев[1], В. С. Кривобок[1,2]

[1]Физический институт им. П. Н. Лебедева РАН, Ленинский пр., 53, Москва, 119991
[2]Московский физико-технический институт, Институтский пер., 9, Долгопрудный, Московская обл., 141701
*zazymkina_darya@mail.ru

В данной работе исследуется роль нефелоксетического эффекта при формировании электронного спектра ионов Fe^{2+} в матрицах CdTe и ZnSe. Экспериментальная оценка соответствующих поправок осуществлена на основе анализа двух переходов – хорошо известного $^5T_2$ (^5D) → ^5E (^5D), позволяющего зафиксировать величину кристаллического поля, и менее изученного $^3T_1$ (^3H) → ^5E (^5D). Обнаружение бесфононной линии данного перехода в CdTe:Fe позволило сравнить свойства двух люминесцентных систем и продемонстрировать, что для иона Fe^{2+} в CdTe роль нефелоксетического эффекта заметно возрастает. На основе полученных экспериментальных данных в сочетании с расчетами в рамках теории кристаллического поля уточнены значения параметров Рака для ионов Fe^{2+} в матрицах CdTe и ZnSe.

Введение

Полупроводники группы II–VI с кубической структурой, легированные ионами железа в Fe^{2+}, находят широкое применение при создании перестраиваемых [1] и импульсных [2] лазеров среднего ИК-диапазона. Дальнейшее развитие лазерных технологий приводит к совершенствованию имеющихся лазерных систем [3, 4] и разработке новых методов лазерной генерации [5]. Данные задачи предполагают более детальное понимание механизмов формирования электронного спектра ионов переходных элементов в кристаллических решетках II–VI. Анализ экспериментальных данных в совокупности с современными abinitio расчетами позволяют установить не только структуру и электронный спектр люминесцентных центров, но и изучить возможные сценарии их образования [6]. Тем не менее, к настоящему моменту возможности данного подхода часто оказываются весьма ограниченными из-за необходимости корректного учета многоэлектронных эффектов. В этом контексте большое внимание уделяется обсуждению многоэлектронных поправок в рамках теории кристаллического поля, в частности, обсуждается роль так называемого нефелоксетического эффекта [7], который можно трактовать как эффективное уменьшение отталкивания между электронами. Иначе говоря, при наличии окружения возникает поправка, обусловленная многоэлектронными эффектами, физический смысл которой можно качественно описать как делокализацию одноэлектронных орбиталей и взаимодействие электронов центра с окружением.

В случае кубических полупроводников II–VI одной из перспективных систем для исследования нефелоксетического эффекта являются ионы железа в селениде цинка. Наряду с хорошо известным ZnSe:Fe интерес вызывает близкая по свойствам система – CdTe:Fe, также имеющая кубическую решетку, но характеризующаяся большим значением постоянной решетки.

В данной работе для исследований были отобраны образцы поликристаллического ZnSe, легированные Fe^{2+} методом термодиффузии, которые демонстрировали параметры лазерной генерации, близкие к рекордным [8]. Структурная и оптическая характеризации выбранных образцов ZnSe:Fe описаны в работе [9]. Кристалл CdTe лазерного качества, легированный железом, был выращен в ФИАН. Методика основана на парофазном переносе примесей в атмосфере He в процессе свободного роста кристалла.

Результаты

Фрагменты спектров низкотемпературной фотолюминесценции исследуемых образцов, демонстрирующие внутрицентровые переходы Fe^{2+} в CdTe и ZnSe, представлены на рис. 1. Подробное обсуждение системы ZnSe:Fe приведено в работе [3].

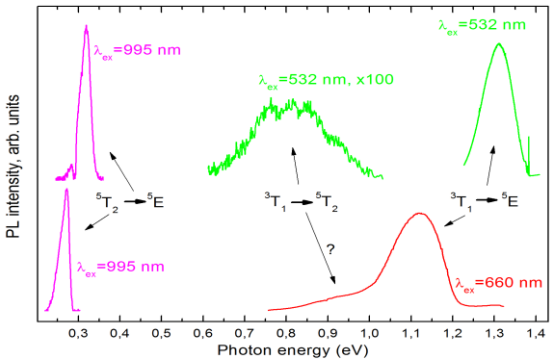


Рис. 1. Обзорные спектры низкотемпературной фотолюминесценции для ионов Fe^{2+} в кристаллах ZnSe (сверху) и CdTe (снизу). Температура 7 К, используемые длины волн возбуждения приведены на рисунке

Как видно из рис. 1, в исследованных кристаллах CdTe:Fe полоса излучения 1,2–0,75 эВ имеет сложную форму, и можно предположить, что она образована наложением двух полос – более интенсивной с максимумом 1,1 эВ и менее интенсивной с максимумом около 0,9 эВ. Данное предположение строится на аналогии со спектром излучения Fe^{2+} в ZnSe, см. верхнюю часть рис. 1.

Для подтверждения сделанной интерпретации были проведены измерения спектров люминесценции CdTe:Fe с временным разрешением. На рис. 2 представлен фрагмент спектра, записанный через 1,4 мс после импульса возбуждения. В спектре регистрируется основная полоса с максимумом 1,1 эВ, длинноволновая особенность в районе 0,9 эВ и слабая коротковолновая компонента с максимумом 1,22 эВ. Исходя из сравнительно больших времен затухания, можно утверждать, что все перечисленные компоненты представляют собой внутрицентровую ФЛ, так как

обычное примесно-дефектное излучение в полупроводниках с прямым краем фундаментального поглощения характеризуется нано- или микросекундными временами затухания. В случае спектра ФЛ на рис. 2 основным кандидатом на роль бесфононного перехода является, очевидно, узкая компонента в районе 1,22 эВ.

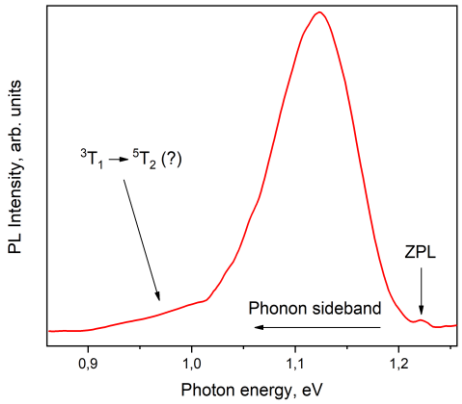


Рис. 2. Спектр фотолюминесценции CdTe:Fe, записанный в условиях импульсного возбуждения при температуре 7 К. Задержка относительно конца возбуждающего лазерного импульса составляет 1,4 мс. Бесфононный переход (ZPL) расположен в районе 1,22 эВ

Таким образом, из полученных экспериментальных и доступных литературных данных [10] следует, что положения бесфонных переходов $^5T_2$ (^5D) → → ^5E (^5D) составляют 2950 см$^{-1}$ для ZnSe:Fe^{2+} и 2197 см$^{-1}$ для CdTe:Fe^{2+}; положения переходов $^3T_1$ (^3H) → $^5T_2$ (^5D) составляют 11155 см$^{-1}$ для ZnSe:Fe^{2+} и 8695 см$^{-1}$ для CdTe:Fe^{2+}. Эти результаты использовались как входные данные для расчетов в рамках теории кристаллического поля.

Расчеты в рамках теории кристаллического поля позволили уточнить (1) полуэмпирические параметры Рака для ионов Fe^{2+} как в ZnSe – B = 600 см$^{-1}$ и C = 2733 см$^{-1}$, так и в CdTe – B = 500 см$^{-1}$, C = = 2242 см$^{-1}$; (2) величину нефелоксетического эффекта β_1 = 0,941 для ионов Fe^{2+} в ZnSe и β_1 = 0,778 для Fe^{2+} в CdTe.

Выводы

Таким образом, обнаружено заметное возрастание нефелоксетического эффекта для ионов Fe^{2+} в CdTe по сравнению с ионами Fe^{2+} в ZnSe. Это возрастание мы связываем с тем, что в ZnSe связь носит более ионный характер. Склонность кубической матрицы CdTe к образованию ковалентной связи указывает на то, что для ионов, помещенных в эту матрицу, можно ожидать более ярких спектральных эффектов, связанных с влиянием многоэлектронных корреляций. Полученные данные, помимо возможности прямого использования для количественного описания спектральных свойств изучаемых центров, могут служить для оценки точности развиваемых в настоящее время высокоточных методов описания электронных свойств ионов переходных металлов, внедренных в кристаллические матрицы.

Финансирование

Работа выполнена при поддержке гранта РНФ № 19-79-30086.

Литература

1. A. E. Dormidonov, K. N. Firsov, E. M. Gavrishchuk, et al. // Appl. Phys. B. 122 (2016).

2. Y. Wang, T. T. Fernandez, N. Coluccelli, et al. // Opt. Express. 25. 25193 (2017).

3. S. Mirov, V. Fedorov, I. Moskalev, M. Mirov, & D. Martyshkin, Frontiers of mid-infrared lasers based on transition metal doped II–VI semiconductors // Journal of Luminescence. 133. 268–275. (2013). doi:10.1016/j.jlumin.2011.09.040.

4. J. Cook, M. Chazot, A. Kostogiannes, et al. // Opt. Mater. Express. 12. 1555 (2022).

5. Y. Luo, M. Yin, L. Chen, et al. // Opt. Mater. Express. 2021. 11. 2744.

6. S. B. Mirov, I. S. Moskalev, S. Vasilyev, V. Smolski, V. V. Fedorov, D. Martyshkin, V. Gapontsev. Frontiers of Mid-IR Lasers Based on Transition Metal Doped Chalcogenides // IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics. 24(5). 1–29. (2018). doi:10.1109/jstqe.2018.2808284.

7. K. Li, H. Lian, R. Van Deun, & M. G. Brik. A far-red-emitting NaMgLaTeO6:Mn4+ phosphor with perovskite structure for indoor plant growth // Dyes and Pigments. 162. 214–221. (2019). doi:10.1016/j.dyepig.2018.09.084.

8. S. B. Mirov, V. V. Fedorov, D. Martyshkin, I. S. Moskalev, M. Mirov and S. Vasilyev // IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron. 21. 1601719. (2015).

9. A. Gladilin, S. Chentsov, O. Uvarov, S. Nikolaev, V. Krivobok and V. Kalinushkin // J. Appl. Phys. 126. 015702. (2019).

10. E. E. Vogel, O. Mualin, M. A. de Orúe, et al. Infrared luminescence and application of a vibronic-coupling Hamiltonian to the level structure of CdTe:Fe2+ // Physical Review. B. 50(8). 5231–5238. (1994). doi:10.1103/physrevb.50.52.

Пространственное распределение интенсивности излучения Ge(Si) нанооствровков в двумерных фотонных кристаллах

В. Е. Захаров[1,2,*], А. Н. Яблонский[1], А. В. Новиков[1,2], Д. В. Юрасов[1], М. В. Шалеев[1], Д. В. Шенгуров[1], Е. Е. Родякина[3], Ж. В. Смагина[3], С. А. Дьяков[4]

[1]Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, 7, д. Афонино, Кстовский р-н, Нижегородская обл., 603087
[2]Нижегородский государственный университет им. Н. И. Лобачевского, Нижний Новгород, 603022
[3]Институт физики полупроводников им. А. В. Ржанова СО РАН, пр. Акад. Лаврентьева, 13, Новосибирск, 630090
[4]Сколковский институт науки и технологий, Москва
*zakharov@ipmras.ru

В работе исследованы излучательные свойства SiGe структур с самоформирующимися Ge(Si) нанооствровками, встроенными в двумерные фотонные кристаллы (ФК). Выявлены существенные различия в распределении интенсивности излучения, соответствующего разным модам ФК («радиационные моды», моды BIC), по площади ФК. Обнаружена существенная зависимость интенсивности наиболее узких линий в спектрах фотолюминесценции ФК, соответствующих высокодобротным (BIC) модам, от размеров ФК и расположения области возбуждения носителей заряда в ФК.

Одним из важных направлений исследований в области фотоники является изучение взаимодействия излучения с веществом в результате применения различных типов микрорезонаторов, в частности фотонных кристаллов (ФК). Предметом интенсивных исследований, направленных на управление оптическими свойствами полупроводниковых материалов, являются структуры с Ge(Si) нанооствровками, встроенными в двумерные ФК, поскольку такие структуры являются частью интегральной кремниевой технологии и демонстрируют сигнал фото- и электролюминесценции в практически значимой области 1,3–1,6 мкм, используемой для передачи информации в волоконно-оптических линиях связи.

Использование ФК позволяет достигнуть значительного (до 275 раз) увеличения интенсивности фотолюминесценции (ФЛ) Ge(Si) нанооствровков в спектральном диапазоне 1,1–1,7 мкм [1] по сравнению с исходными планарными структурами, на длинах волн, соответствующих модам ФК. Известно, что вид спектра и интенсивность отдельных линий ФЛ ФК существенно зависят от параметров ФК, таких как тип симметрии и период ФК, диаметр и глубина отверстий, формирующих ФК, и т. д. [1, 2]. В частности, было показано, что при подборе определенных параметров ФК в спектрах ФЛ наблюдаются узкие интенсивные линии (с шириной < 1 мэВ), возникновение которых связывается с высокодобротными (BIC) модами ФК, а также с формированием «плоской зоны», характеризуемой слабой зависимостью энергии фотона от угла выхода излучения из структуры [1]. С другой стороны, существуют так называемые «радиационные моды», характеризующиеся наибольшей излучательной способностью в Г-точке зонной диаграммы ФК, т. е. при регистрации сигнала ФЛ в направлении нормали к поверхности ФК. При определенных параметрах ФК для таких «радиационных мод» также может формироваться «плоская зона» в диаграмме направленности ФК. Таким образом, исследование условий возникновения различных мод ФК и зависимости их свойств от параметров ФК и условий возбуждения ФЛ представляет значительный интерес для создания эффективных источников излучения ближнего ИК-диапазона, в том числе светоизлучающих диодов, на основе структур с Ge(Si) нанооствровками в двумерных ФК.

Результаты

Структуры с Ge(Si) островками были выращены методом МПЭ при температуре 600 °C на подложках SOI и содержали 5 слоев островков, разделенных слоями Si. Суммарная толщина структуры поверх слоя SiO_2 составляла 335 нм [1]. На полученных структурах были сформированы ФК с периодами (a) от 500 до 750 нм, отношением радиуса к периоду 0,25 и глубиной отверстий ~250 нм. Размер всех ФК составлял 50×50 мкм, один из ФК (a = 725 нм) состоял из двух частей шириной 40 и 10 мкм (рис. 1, *а*).

Исследование спектров ФЛ полученных ФК, в частности зависимости интенсивности различных линий в спектрах ФЛ от размеров ФК и положения области возбуждения, а также распределения излучения различных мод (радиационные моды, BIC моды) по поверхности ФК производились с использованием стандартной схемы для спектроскопии микро-ФЛ [1, 3]. Излучение непрерывного лазера с длиной волны 532 нм фокусировалось на поверхность исследуемой структуры с помощью объектива Mitutoyo Plan Apo NIR 50x или 10x в пятно размером 1 мкм или 5 мкм, соответственно. Излучение исследуемых структур в спектральном диапазоне 1–1,7 мкм собиралось тем же объективом, после чего фокусировалось на входную диафрагму фурье-спектрометра Bruker IFS 125 HR при помощи длиннофокусной (20 см) линзы и регистрировалось с помощью высокочувствительного Ge фотоприемника. Путем изменения диаметра входной диафрагмы фурье-спектрометра размер области сбора излучения с поверхности структуры варьировался от 10 мкм при минимальном размере диафрагмы (0,5 мм) до 200 мкм при максимальном диаметре диафрагмы (10 мм) (значения приведены для объектива 50x). Все измерения проводились при комнатной температуре. Расчеты дисперсионной зависимости излучательной способности мод ФК выполнены фурье-модальным методом в форме матрицы рассеяния.

На рис. 1, *а* приведены спектры ФЛ Ge(Si) островков в ФК с периодом a = 725 нм, состоящем из двух областей с шириной 10 мкм (1) и 40 мкм (2), измеренные с использованием объектива 10x (при этом излучение собиралось со всей площади ФК). Как видно из рис.1, *а*, интенсивность узких линий в спектре

ФЛ, связанных с высокодобротными модами ФК, существенно падает при уменьшении ширины ФК, тогда как интенсивность широких линий, связанных, в частности, с низкодобротными «радиационными модами» ФК), остается практически неизменной.

Аналогичный эффект наблюдался при смещении области возбуждения ФЛ к краю ФК. Для широких линий, связанных с низкодобротными модами ФК, при приближении пятна возбуждения к краю ФК наблюдалось некоторое падение интенсивности (до двух раз), что, по-видимому, связано с частичным выходом излучения, соответствующего данным модам, через границу ФК в непроцессированную область структуры. В то же время наблюдалось практически полное исчезновение наиболее узких линий ФЛ, характеризующихся максимальной добротностью. Полученный результат свидетельствует о том, что минимальный размер области, необходимой для формирования наиболее высокодобротных мод в ФК, может существенно превышать размер области генерации носителей заряда и возбуждения ФЛ в ФК.

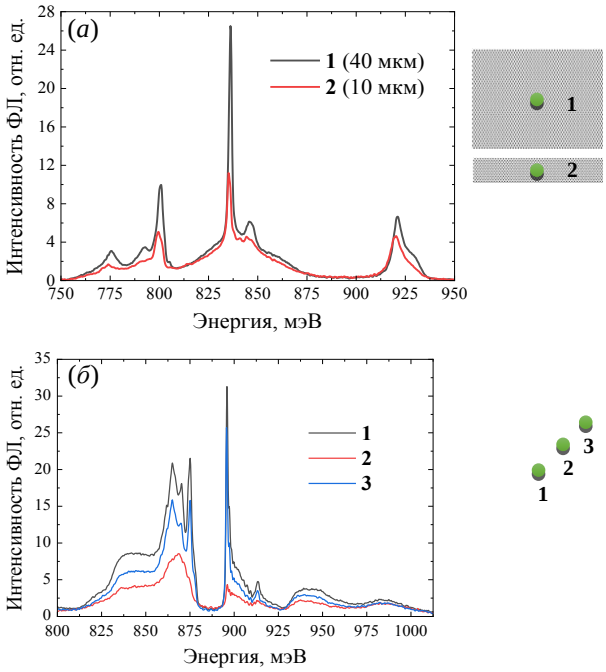


Рис. 1. Спектры ФЛ ФК с периодами 725 нм (*а*) и 575 нм (*б*) в зависимости от размера ФК (*а*) и расположения пятна возбуждения ФЛ (*б*). Измерения осуществлялись с использованием объектива 10x. На вставках: расположение пятна возбуждения (~ 5 мкм) на ФК

Для проверки данного предположения было проведено исследование пространственного распределения интенсивности излучения, соответствующего различным модам в ФК, характеризующемся наиболее интенсивными и узкими (высокодобротными) линиями в спектре ФЛ (a = 750 нм). С этой целью с использованием объектива 50x были исследованы спектры ФЛ ФК в зависимости от размера области сбора излучения с поверхности ФК. При этом область возбуждения носителей заряда (~1 мкм) оставалась неизменной и располагалась в центре ФК (рис. 2, *а*). Типы мод ФК, соответствующих различным линиям ФЛ, были определены из сопоставления измеренных спектров ФЛ с рассчитанной дисперсионной зависимостью излучательной способности мод ФК (рис. 2, *б*) с соответствующими параметрами.

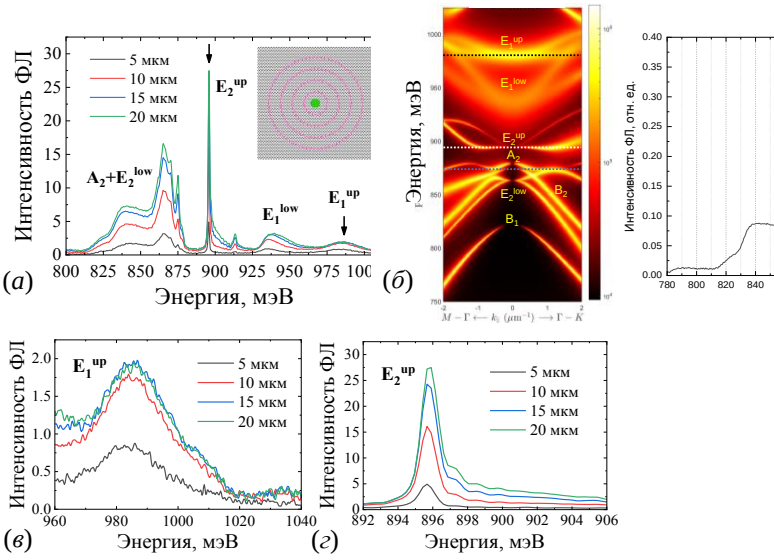


Рис. 2. Спектры ФЛ ФК с периодом 575 нм, соответствующие различному радиусу области сбора излучения (*а*); дисперсионная зависимость излучательной способности ФК с теми же параметрами (*б*); зависимость интенсивности низкодобротной "радиационной" моды E_1^{up} (*в*) и высокодобротной "BIC" моды E_2^{up} (*г*) от радиуса области сбора излучения. Измерения проводились с использованием объектива 50x, размер области возбуждения ФЛ ~ 1 мкм

На рис. 2, *в* и 2, *г* приведены зависимости интенсивности низкодобротной «радиационной» моды E_1^{up} и высокодобротной «BIC» моды E_2^{up} [2] от размера области сбора излучения. Из полученных спектров видно, что излучение, соответствующее «радиационной» моде E_1^{up}, полностью высвечивается с поверхности ФК на расстоянии не более 10 мкм от области возбуждения ФЛ, тогда как излучение, соответствующее высокодобротной моде E_2^{up}, распределено практически по всей площади ФК. Данный эффект подтверждает, что область формирования высокодобротных BIC мод ФК, обеспечивающих максимальное увеличение сигнала ФЛ Ge(Si) островков, значительно превышает размер области генерации носителей заряда и составляет не менее 15–20 мкм, т. е. не менее 25–35 периодов ФК.

Финансирование

Работа выполнена при поддержке РНФ (грант № 19-72-10011) с использованием оборудования ЦКП «Физика и технология микро- и наноструктур» ИФМ РАН.

Литература

1. A. V. Peretokin et al. // Nanomaterials. 13. 1678 (2023).
2. S. A. Dyakov et al. // Laser Phot. Rev. 15. 2000242 (2021).
3. А. Н. Яблонский и др. // ФТП. 54(8). 1150 (2020).

Внутрицентровое ТГц-излучение, вызванное взаимодействием примесей с плазменными колебаниями в электронно-дырочной жидкости

А. О. Захарьин[1,*], А. В. Андрианов[1], А. Г. Петров[1], Н. В. Абросимов[2], Р. Х. Жукавин[3], В. Н. Шастин[3]

[1]Физико-технический институт им. А. Ф. Иоффе РАН, ул. Политехническая, 26, Санкт-Петербург, 194021
[2]Leibniz Institute for Crystal Growth, Berlin, Germany,12489
[3]Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, 7, д. Афонино, Кстовский р-н, Нижегородская обл., 603087
*alex.zaharin@mail.ioffe.ru

Обнаружен новый механизм возбуждения внутрицентрового ТГц-излучения, обусловленный взаимодействием примесного центра с плазмоном, локализованным на капле электронно-дырочной жидкости. Эксперименты проводились на образцах кремния, легированного атомами лития. Построена теоретическая модель возбуждения внутрицентрового ТГц-излучения путем диполь-дипольного взаимодействия примесного центра с локализованным на капле электронно-дырочной жидкости плазмоном.

Введение

Исследования электромагнитных волн терагерцового (ТГц) диапазона активно развиваются на протяжении нескольких последних десятилетий. Важным направлением этих исследований является поиск путей создания достаточно простого, быстрого, электронного ТГц-излучателя. Одна из возможных схем такого эмиттера основана на использовании переходов между уровнями мелких примесных центров в полупроводниках [1]. Мелкий примесный центр в условиях низких температур может опустошаться при ударной ионизации в электрическом поле, либо при фотоионизации с использованием излучения, например, CO_2-лазера. Процессы энергетической релаксации неравновесных свободных носителей заряда при последующем их захвате на заряженные примесные центры сопровождаются ТГц-излучением. На внутрицентровых оптических переходах в легированном германии и кремнии была продемонстрирована ТГц лазерная генерация [2, 3]. Относительно недавно было обнаружено, что при низких температурах примесное ТГц-излучение может возникать при межзонном фотовозбуждении полупроводников (ТГц ФЛ) [4]. Механизмы возбуждения примесной ТГц ФЛ тесно связаны с процессами рекомбинации неравновесных носителей заряда с участием примесных центров, которые приводят к возбуждению примесных центров. Примесный центр может возбуждаться, например, из-за D_0-h-рекомбинации или процессов типа Оже [1, 4].

В настоящей работе сообщается об обнаружении нового механизма возбуждения внутрицентрового ТГц-излучения в полупроводниках путем взаимодействия примесных центров с плазмонами, локализованными на каплях электронно-дырочной жидкости (ЭДЖ). Известно также, что в непрямозонных материалах, таких как германий и кремний, при низких температурах в условиях интенсивного межзонного фотовозбуждения образуются капли ЭДЖ металлического типа. Известно также, что на каплях ЭДЖ возбуждаются поверхностные плазмоны, энергия которых определяется концентрацией электронно-дырочных пар в ЭДЖ. Взаимодействие плазмона с примесным центром в условиях, когда энергия плазмона превышает энергию связи центра, может приводить к ионизации примеси, и соответственно к возбуждению ТГц-излучения при последующем захвате носителя заряда на примесный центр. Такая ситуация реализуется в легированном примесью лития кремнии. Энергия локализованного на ЭДЖ капле плазмона в Si составляет ~34 мэВ [5], что несколько превышает энергию ионизации примеси лития в этом материале ~ 33 мэВ [6].

Исследования проводились на образцах кремния, легированного литием с концентрацией порядка $1\cdot10^{16}$ см$^{-3}$. Легирование проводилось в процессе роста кристалла из расплава методом вытягивания с пьедестала. Образцы размещались в гелиевом оптическом криостате с регулировкой температуры. Источником фотовозбуждения служил твердотельный лазер с диодной накачкой с длиной волны 530 нм. Спектры измерялись с помощью фурье-спектрометра, работающего в спектральном диапазоне 5–350 см$^{-1}$ [4]. Детектором служил охлаждаемый жидким гелием кремниевый болометр. Контрольные эксперименты по измерению спектров межзонной фотолюминесценции проводились с использованием решеточного спектрометра ДФС-24. В этих экспериментах в качестве фотодетектора использовался фотоэлектронный умножитель с фотокатодом типа S1.

Результаты

При гелиевых температурах спектр ТГц-излучения кремния, легированного литием, демонстрирует узкие линии, соответствующие внутрицентровым переходам между возбужденными состояниями и подуровнями основного состояния доноров лития (рис. 1).

Как видно из рисунка, внутрицентровое излучение является основным в спектре ТГц ФЛ при 5 К. При температуре 8 К и выше в спектре появляется асимметричная линия ТГц-излучения с максимумом при энергии порядка 11,6 мэВ (см. вставку на рис. 1), обусловленная излучательными переходами между подуровнями свободного экситона в Si [7]. Важно заметить, что внутрицентровое ТГц-излучение полностью пропадает при температурах порядка 18 К и выше. С учетом энергии связи донора лития в крем-

нии ~33 мэВ, наблюдаемый резкий спад интенсивности внутрицентрового ТГц-излучения при незначительном повышении температуры невозможно объяснить простым температурным опустошением примесных уровней.

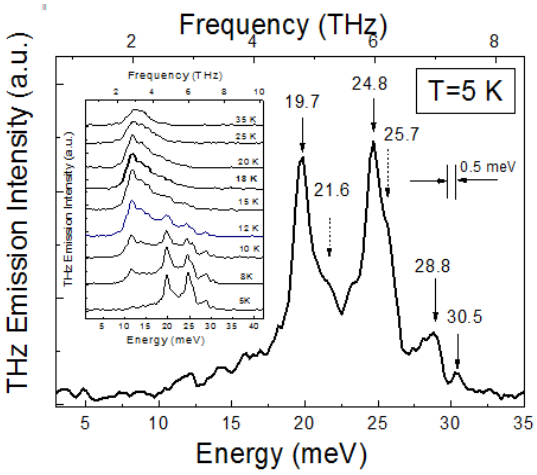


Рис. 1. Характерный спектр ТГц ФЛ в кристаллах Si (Li) при 5 K в условиях межзонного фотовозбуждения с плотностью 33 Вт/см^2 (λ_{exc} = 530 нм). Стрелки соответствуют наиболее интенсивным линиям ТГц-излучения. Указаны также энергии максимумов линий в мэВ. Основные линии ТГц-излучения с энергиями 19,7 и 24,8 мэВ обусловлены оптическими переходами из возбужденных состояний $2P_0$ и $2P_\pm$ на 1S (A1) подуровень основного состояния донора лития. Более слабые линии излучения при 28,8 и 30,5 мэВ могут быть отнесены к оптическим переходам из возбужденных состояний $4P_\pm$, $5P_0$ донора на подуровни основного состояния донора 1S (A_1) и 1S ($E+T_2$), соответственно. Высокоэнергетические плечи основных линий ТГц-излучения обусловлены вкладом линий с энергиями порядка 21,6 и 25,7 мэВ, которые, по всей вероятности, обусловлены оптическими переходами из состояния $2P_0$ на 1S ($E+T_2$) подуровень и переходами из состояния $3P_0$ на подуровень 1S (A_1), соответственно. На вставке показана серия спектров ТГц ФЛ при разных температурах. Спектры смещены по вертикали для ясности

Установлено, что внутрицентровое ТГц-излучение в донорах лития наблюдается только в условиях существования в кристалле капель ЭДЖ. Рисунок 2 демонстрирует четкую корреляцию температурного поведения внутрицентрового ТГц- и ИК-излучения, обусловленного рекомбинацией в каплях ЭДЖ. На вставке в рис. 2 приведены спектры межзонного рекомбинационного излучения кристаллов Si (Li) при разных температурах, измеренные в условиях, аналогичных экспериментам по ТГц ФЛ, из которых видно, что ЭДЖ-капли также практически исчезают при температурах порядка 18 K и выше. Зависимость интенсивности внутрицентрового ТГц-излучения от интенсивности накачки хорошо согласуется с соответствующей зависимостью для интенсивности межзонного рекомбинационного излучения, обусловленного каплями ЭДЖ.

Наблюдаемые закономерности объясняются тем, что внутрицентровая ТГц-фотолюминесценция в Si (Li) возбуждается в результате взаимодействия доноров лития с плазмонами, локализованными на каплях ЭДЖ, которое приводит к ионизации доноров. Последующая энергетическая релаксация возбужденных состояний донора сопровождается серией внутрицентровых ТГц излучательных переходов (см. рис. 1).

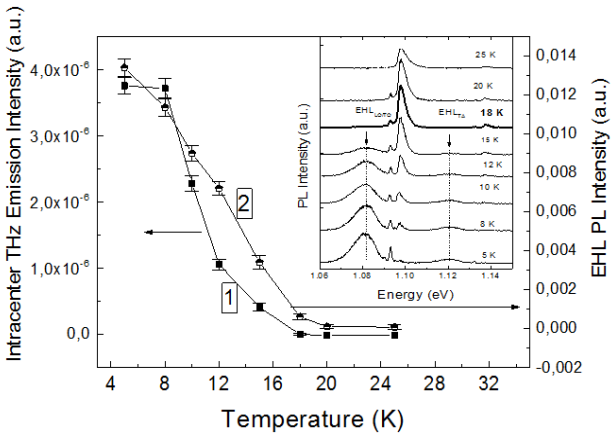


Рис. 2. Температурные зависимости интегральной интенсивности внутрицентровой ТГц ФЛ (в интервале энергий 17–33 мэВ) (*1*) и интегральной интенсивности рекомбинационного излучения из ЭДЖ (в интервале энергий 1,060–1,091 эВ, после вычитания вклада экситонного излучения и излучения экситон-примесных комплексов) (*2*). На вставке показана серия спектров межзонного рекомбинационного излучения в кристаллах Si (Li) при разных температурах. Плотность межзонного фотовозбуждения 33 Вт/см^2 (λ_{exc} = 530 нм)

Была построена микроскопическая модель возбуждения внутрицентрового ТГц-излучения путем диполь-дипольного взаимодействия примесного центра с локализованным на капле ЭДЖ плазмоном. Теоретическая модель объясняет наблюдаемые для кристаллов Si (Li) экспериментальные закономерности. Отметим, что сам по себе поверхностный плазмон не излучает вследствие его малого времени жизни (порядка долей пикосекунды), контролируемого безызлучательными процессами, но его взаимодействие с донорами лития сопровождается ТГц-излучением. В этих процессах доноры лития в Si, расположенные вблизи капель ЭДЖ, играют роль своеобразных антенн, которые конвертируют ближнее электромагнитное поле плазмонов в наблюдаемое ТГц-излучение. Микроскопическая теория показывает, что за наблюдаемое ТГц-излучение ответственны примесные центры, расположенные вокруг капли ЭДЖ в шаровом слое толщиной порядка 190 нм. При этом на одну каплю ЭДЖ приходится порядка $1{,}8 \cdot 10^4$ возбужденных центров лития, испускающих ТГц-излучение.

Выводы

Таким образом, обнаружен новый механизм генерации примесной ТГц-фотолюминесценции, обусловленный взаимодействием примесных центров с плазмонами, локализованными на каплях ЭДЖ. Данный механизм ярко проявляется в кристаллах Si(Li) при межзонном фотовозбуждении при гелиевых температурах. Построена теоретическая модель возбуждения внутрицентрового ТГц-излучения путем диполь-дипольного взаимодействия примесного центра с ло-

кализованным на капле ЭДЖ плазмоном, которая объясняет наблюдаемые в эксперименте закономерности.

Литература

1. А. В. Андрианов // ФТТ. 2023. Т. 65. С. 1633–1671.
2. Yu. P. Gousev, I. V. Altukhov, K. A. Korolev, V. P. Sinis, M. S. Kagan, E. E. Haller, M. A. Odnobludov, I. N. Yassievich and K.-A. Chao // Appl. Phys. Lett. 1999. V. 75. P. 757–759.
3. S. G. Pavlov, R. Kh. Zhukavin, E. E. Orlova, V. N. Shastin, A. V. Kirsanov, H.-W. Hübers, K. Auen, and H. Riemann // Phys. Rev. Lett. 2000. V. 84. P. 5220–5223.
4. O. Zakhar'in, A. V. Andrianov, A. Yu. Egorov, N. N. Zinov'ev // Appl. Phys. Lett. 2010. V. 96. P. 211118.
5. E. Navarro, H. G. Zarate, T. Timusk // Solid State Commun. 1978. V. 25. P. 1045–1048.
6. Jagannath, Z. W. Grabowski, A. K. Ramdas // Phys. Rev. B. 1981. V. 23. P. 2082–2098.
7. V. Andrianov, A. O. Zakhar'in // Appl. Phys. Lett. 2018. V. 112. P. 041101.

Исследование свойств GaAs, легированного атомами висмута

Д. А. Здоровейщев[1,*], И. Н. Антонов[1], О. В. Вихрова[1], Ю. А. Данилов[1], Ю. А. Дудин[1], В. П. Лесников[1], А. В. Здоровейщев[1], А. Е. Парафин[2], М. Н. Дроздов[2]

[1]Нижегородский государственный университет им. Н. И. Лобачевского, пр. Гагарина, 23/3, Нижний Новгород, 603950
[2]Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, 7, д. Афонино, Кстовский р-н, Нижегородская обл., 603087
*danielzdoroveishev@yandex.ru

В работе показана возможность легирования висмутом арсенида галлия в процессе ионной имплантации и разбавленного магнитного полупроводника GaMnAs в процессе импульсного лазерного нанесения в вакууме, а также влияние термического и импульсного лазерного отжига на свойства данных структур. Приведены исследования гальваномагнитных свойств GaMnAs:Bi в сравнении с GaMnAs, а также исследование оптических свойств GaAs:Bi.

Введение

В настоящее время ведутся поиски способов модификации свойств арсенида галлия, которые смогли бы расширить круг его применений в области наноэлектроники. Одним из таких способов может выступать легирование изовалентными мышьяку примесями, например висмутом. Введение висмута в GaAs приводит к существенному изменению его свойств. Так, сообщается об уменьшении ширины запрещенной зоны при введении небольших концентраций висмута [1]. Известно и о влиянии Bi на свойства разбавленного магнитного полупроводника GaMnAs – одного из перспективных материалов полупроводниковой спинтроники [2].

Методика эксперимента

В данной работе применены два способа легирования арсенида галлия висмутом: введение атомов Bi в слой, выращиваемый методом импульсного лазерного нанесения (ИЛН), путем совместного распыления мишеней GaAs и металлического Bi; имплантация ионов висмута (ускоритель «Радуга-3М» с ускоряющим напряжением 30 или 80 кВ). Также методом ИЛН были получены структуры GaMnAs и GaMnAs:Bi совместным распылением мишеней из GaAs, металлических Mn и Bi в одинаковых условиях для их последующего сравнения. Расчетное содержание Mn составляло около 14 ат.%, содержание висмута около 7 ат.%. Толщина полученных слоев определяется временем напыления и составляет около 50 нм. Затем структуры, полученные методом ИЛН, подвергались импульсному лазерному отжигу (ИЛО) эксимерным KrF-лазером с варьируемой плотностью энергии импульса. Структуры, полученные методом ионной имплантации, подвергались двум видам отжига: быстрому термическому отжигу (БТО) в среде аргона при 800 °C с длительностью 10 с, а также ИЛО с разной плотностью энергии в импульсе.

На структурах, полученных методом ионной имплантации, исследовались спектры отражения и пропускания в диапазоне длин волн от 0,18 до 1,8 мкм с использованием двухлучевого спектрофотометра Cary 6000i (Varian), электротранспортные характеристики, проводилось исследование распределения примеси по глубине методом вторичной ионной масс-спектрометрии на установке TOF.SIMS 5 (ИФМ РАН). На структурах, полученных методом ИЛН, исследовались магнитополевые зависимости сопротивления Холла и магнетосопротивления методом ван дер Пау в диапазоне температур 7–300 К.

Результаты

На рис. 1 приведены результаты измерения спектральных зависимостей коэффициента пропускания для структуры GaAs:Bi, полученной методом ионной имплантации, подвергнутой ИЛО и БТО. По данным спектрам можно сказать, что край собственного поглощения сместился в область более длинных волн по сравнению с исходной подложкой из монокристаллического GaAs. Оценивая по спектрам пропускания ширину запрещенной зоны полученного слоя, находим значение $E_g \approx 1{,}398$ эВ при комнатной температуре, что меньше величины 1,42 эВ для GaAs. Сравнивая значения с данными [1], можно сделать вывод, что эффективная концентрация висмута, влияющая на край поглощения, составляет около 1 ат.%. Такое значение согласуется с экспериментальными профилями распределения висмута, полученными методом ВИМС (рис. 2).

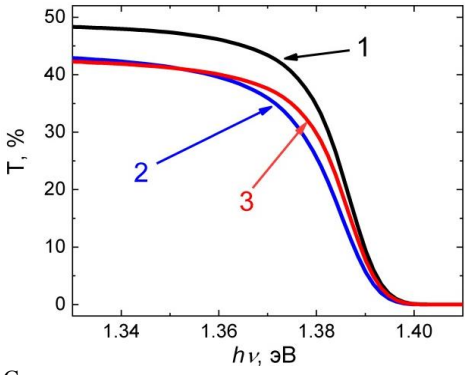


Рис. 1. Спектры пропускания монокристаллического GaAs (кривая *1*) и слоев GaAs:Bi, полученных ионной имплантацией Bi с ускоряющим напряжением 80 кВ и послеростовыми БТО (кривая *2*) и ИЛО с 400 мДж/см^2 (кривая *3*) для дозы висмута $2{,}4 \cdot 10^{15}$ см$^{-2}$

На профилях распределения висмута по глубине во всех случаях наблюдается максимум на глубине около 5 нм. Данный максимум не согласуется с теоретическим расчетом с помощью программы TRIM при учете коэффициента распыления поверхности по методике [3]. Его наличие может быть обусловлено особенностями используемого импульсного ионного источника, а именно: разогревом мишени и последующей диффузией висмута к поверхности. При этом вклад в оптическое поглощение дает, по-видимому более глубокий слой с «хвостом» распределения висмута. Поверхностный же максимум может соответствовать кластерам висмута либо же прозрачному в исследуемом диапазоне оксиду.

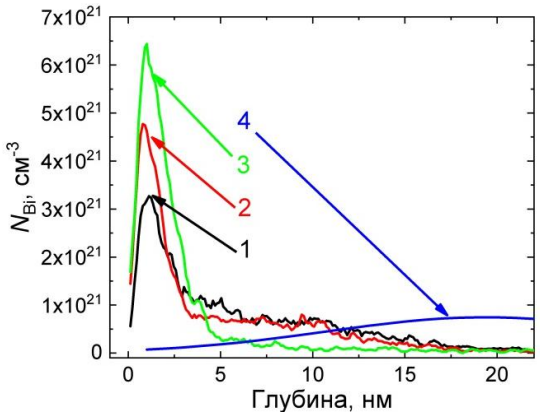


Рис. 2. Профили ВИМС структур GaAs:Bi для дозы $1{,}6 \cdot 10^{15}$ см$^{-2}$ до отжига (кривая *1*), после БТО (кривая *2*), после ИЛО с 400 мДж/см^2 (кривая *3*), расчет по методике [3] (кривая *4*)

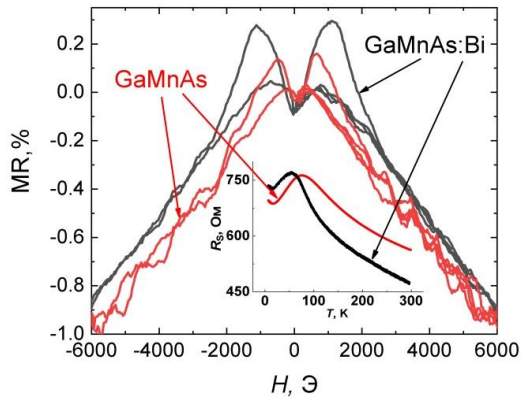


Рис. 3. Магнитополевые зависимости магнетосопротивления при T = 7 К структур GaMnAs и GaMnAs:Bi, подвергнутых ИЛО с 400 мДж/см^2. Вставкой показаны температурные зависимости слоевого сопротивления для данных структур

На рис. 3 приведены магнитополевые зависимости магнетосопротивления при T = 7 К для структур GaMnAs и GaMnAs:Bi, полученных методом ИЛН с послеростовым ИЛО. Данные зависимости представляют собой гистерезисное отрицательное магнетосопротивление, что свидетельствует о наличии ферромагнетизма в исследуемых слоях. Вставкой на рисунке показаны температурные зависимости слоевого сопротивления для данных структур, которые при повышенных температурах носят полупроводниковый характер, а при низких имеют максимумы, положение которых можно интерпретировать как температуру Кюри данных соединений. Согласно данным графикам температура Кюри для GaMnAs:Bi $T_C \approx 54$ К, а для аналогичной структуры без висмута $T_C \approx 75$ К. Можно сделать вывод, что температура Кюри при введении висмута уменьшается. При этом происходит увеличение магнетосопротивления и коэрцитивного поля, что видно из магнитополевых зависимостей по положению и амплитуде максимумов. Такое поведение согласуется с литературными данными [2].

Выводы

В работе экспериментально показана возможность легирования висмутом как GaAs в процессе ионной имплантации, так и соединения GaMnAs в процессе импульсного лазерного нанесения. Соединение GaMnAs:Bi, подвергнутое послеростовому импульсному лазерному отжигу, имеет полупроводниковую зависимость сопротивления от температуры измерений и является ферромагнетиком с температурой Кюри около 54 К, демонстрируя отрицательное гистерезисное магнетосопротивление. При сравнении с аналогичным слоем GaMnAs без висмута выявлено, что введение висмута приводит к уменьшению температуры Кюри, увеличению коэрцитивного поля и магнетосопротивления. В ходе исследования оптических свойств образцов, синтезированных методом ионной имплантации, было показано, что висмут уменьшает ширину запрещенной зоны.

Финансирование

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского научного фонда (грант № 23-29-00312).

Литература

1. A. R. Mohmad, et al. // Phys. Status Solidi B. 2014. V. 251, no. 6. P. 1276–1281.

2. T. Andrearczyk, et al. // Materials. 2020. V. 13, no. 23. P. 5507.

3. Х. Риссел, М. Руге. Ионная имплантация // М. : Наука, 1983. С. 78.

Коллективные моды в люминесцентном отклике структур с линейными цепочками Si нанодисков со встроенными GeSi квантовыми точками

В. А. Зиновьев[1,*], Ж. В. Смагина[1], А. Ф. Зиновьева[1,2], Е. Е. Родякина[1,2], А. В. Кацюба[1], К. Н. Астанкова[1], К. В. Барышникова[3], М. И. Петров[3], М. С. Михайловский[3], В. А. Вербус[4], М. В. Степихова[4], А. В. Новиков[4,5]

[1]Институт физики полупроводников им. А. В. Ржанова СО РАН, пр. Акад. Лаврентьева, 13, Новосибирск, 630090
[2]Новосибирский государственный университет, ул. Пирогова, 2, Новосибирск, 630090
[3]Университет ИТМО, Кронверкский проспект, 49, Санкт-Петербург, 197101
[4]Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, 7, д. Афонино, Кстовский р-н, Нижегородская обл., 603087
[5]Нижегородский государственный университет им. Н. И. Лобачевского, пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950
*zinoviev@isp.nsc.ru

В работе исследованы люминесцентные свойства структур с линейными периодическими цепочками Si нанодисков со встроенными GeSi квантовыми точками. Показано, что при определенных параметрах структур (радиус дисков, период и длина цепочки) спектры микрофотолюминесценции демонстрируют наличие двух узких пиков с добротностью 190 и 340 в области излучения квантовых точек. Теоретический анализ модового состава позволил связать наблюдаемые пики с двумя коллективными модами с различной поляризацией электрического поля относительно линии цепочки.

Введение

В настоящее время получено множество результатов, свидетельствующих о том, что модификация оптических свойств материалов с помощью различных типов микро- и нанорезонаторов может быть успешно применена для создания эффективных источников фотонного излучения [1]. Одним из перспективных вариантов являются структуры с диэлектрическими резонаторами Ми, позволяющие управлять взаимодействием света с веществом [2, 3]. Усиление интенсивности излучения в таких структурах достигается путем увеличения вероятности оптических переходов, когда излучатели размещаются в максимумах электрического поля внутри резонатора (эффект Парселла [4, 5]). В данной работе было показано, что линейные периодические цепочки Si нанодисков, поддерживающие резонансы Ми, со встроенными в них GeSi квантовыми точками (КТ), могут быть использованы для управления интенсивностью и направленностью излучения КТ.

Методика эксперимента

Для изготовления линейных цепочек дисковых резонаторов со встроенными GeSi КТ использовалась подложка кремний-на-изоляторе (КНИ) с верхним слоем Si толщиной 180 нм и подслоем SiO_2 толщиной 3 мкм. На первом этапе методом молекулярно-лучевой эпитаксии при 500 °C со скоростью 0,6 Å/с выращивался буферный слой Si толщиной 110 нм. На следующем этапе при температуре 600 °C были выращены 10 слоев GeSi КТ, разделенных кремниевыми промежуточными слоями толщиной 15 нм. Каждый слой КТ был сформирован путем осаждения 7 монослоев Ge со скоростью роста 0,05 Å/с. На заключительном этапе структура была покрыта слоем Si толщиной 15 нм. Si-спейсеры и верхний слой выращивались со скоростью 1 Å/с. Общая толщина многослойной структуры составила 440 нм. На втором этапе с помощью электронной литографии и плазменного травления через металлическую маску на поверхности слоя SiO_2 были сформированы линейные цепочки дисковых резонаторов различного диаметра и периода. Люминесцентные свойства структур исследовались методом микро-фотолюминесценции (микро-ФЛ). Сигнал микро-ФЛ возбуждался непрерывным лазером на длине волны 532 нм. Лазерное излучение фокусировалось в пятно размером ~2 мкм объективом Mitutoyo M Plan APO 50x (числовая апертура N_A = 0,42). Мощность возбуждения составляла 5 мВт. Спектры записывались с разрешением 4 $см^{-1}$. Измерения проводились при температуре 77 К. Распределения компонент ближнего и дальнего поля, а также дисперсионные зависимости собственных мод были численно рассчитаны с использованием программного обеспечения COMSOL Multiphysics.

Результаты и обсуждение

Исследование методом микро-ФЛ показало, что формирование линейных цепочек Si-дисков со встроенными GeSi КТ приводит к модификации спектров ФЛ по сравнению с исходной, необработанной областью (рис. 1). Наиболее существенные изменения наблюдались для цепочек с периодом 1 мкм. Напротив, на периодах $\geq$ 2 мкм спектры становились похожи на спектр от одиночного диска и представляли собой широкие пики ФЛ с положением максимумов, зависящих от радиуса диска. При периоде 1 мкм и радиусе диска $\approx$ 385 нм в спектрах ФЛ появляются два узких пика при $\approx$ 827 мэВ и $\approx$ 849 мэВ. Эти пики присутствуют в спектрах даже очень коротких цепочек, например при числе резонаторов в цепочке N = 2. С увеличением N эти пики становились уже и интенсивнее. При N = 51 добротность пиков составила 190 (пик при 827 мэВ) и 340 (пик при 849 мэВ). Эти значения были получены на основе аппроксимации спектра микро-ФЛ набором функций Лоренца. Для того, чтобы понять природу наблюдаемых узких пиков, мы провели расчет распределения полей для модельных структур, представляющих собой линейные цепочки дисковых резонаторов с параметрами, соответствующими экспериментальным. Моделирование показало, что уже при N = 2 образуются две коллективные моды (рис. 2). Одна из мод, с большей ампли-

тудой электрического поля в зазоре между дисками, смещается по шкале энергии вниз, а другая – вверх. В дальнейшем мы будем называть первую моду «продольной» с распространением электрического поля вдоль цепи (рис. 2, *a*), а вторую – «поперечной» (рис. 2, *c*). Согласно расчету для достаточно длинных цепочек ($N \geq 10$) «продольная» мода имела энергию ≈ 822 мэВ, а «поперечная» мода достигала энергии ≈ 841 мэВ, что хорошо согласуется с экспериментом. Добротность «поперечной» моды увеличивалась с увеличением длины цепи, в то время как добротность «продольной» моды имела тенденцию стабилизироваться на уровне 200 после начального роста. Для «поперечной» моды расчетная добротность достигла значения ~1100 при $N = 11$. Наиболее интересным результатом теоретического исследования является изменение картины дальнего поля с увеличением длины цепочки. Для обеих мод было получено, что доля излучения, направленного вверх (по нормали к поверхности структуры), заметно возрастает с увеличением N (рис. 2). Для «поперечной» моды угловое распределение интенсивности излучения оказывается шире (рис. 2, *d*, *h*), чем для «продольной» моды (рис. 2, *b*, *f*), тогда как для $N = 1$ излучение вверх практически отсутствует.

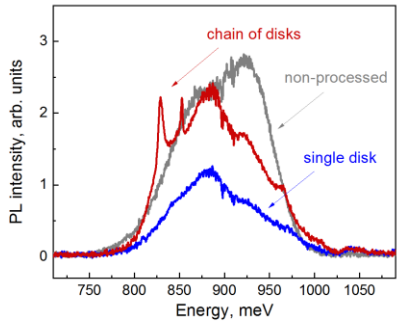


Рис. 1. Спектры микро-ФЛ, измеренные при 77 K для структуры с линейными цепочками Si нанодисков со встроенными GeSi КТ (красная кривая, радиус диска ≈385 нм и период ≈1 мкм, количество дисков в цепочке $N = 51$). Для сравнения представлены спектры ФЛ необработанной области (серый спектр) и одиночного диска (синий спектр)

Авторы выражают благодарность ЦКП «ВТАН» НГУ и ЦКП «Наноструктуры» ИФП СО РАН за предоставление измерительного оборудования. Люминесцентные исследования выполнены с использованием оборудования ЦКП ИФМ РАН «Физика и технология микро- и наноструктур».

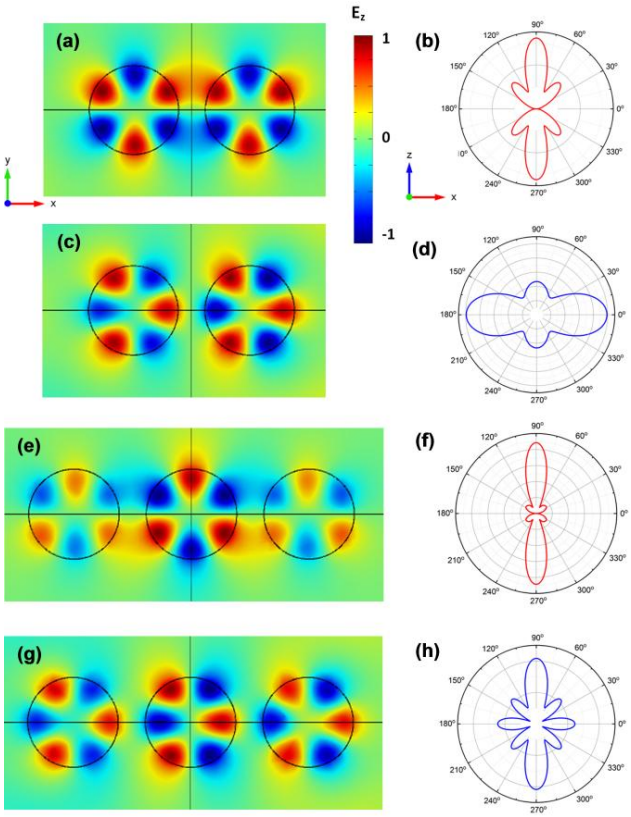


Рис. 2. На левых панелях показаны расчетные распределения ближнего поля (E_z – компоненты электрического поля), рассчитанные для «продольной» (*a*, *e*) и «поперечной» (*c*, *g*) мод в модельных структурах, соответствующих экспериментальным цепочкам резонаторов с $N = 2, 3$, расположены на слое SiO_2. На правых панелях показаны соответствующие диаграммы направленности в дальнем поле, рассчитанные без слоя SiO_2, в приближении однородной среды

Финансирование

Работа выполнена при поддержке гранта РНФ № 21-72-20184.

Литература

1. S. Joseph, et al. // Nanophotonics. 2021. V. 10. P. 4175–41207.
2. E. N. Bulgakov, D. N. Maksimov // Opt. Express. 2017. V. 25. P. 14134–14147.
3. V. Rutckaia, F. Heyroth, G. Schmidt, et al. // APS Photonics. 2021. V. 8. P. 209–217.
4. E .M. Purcell // Phys. Rev. 1946. V. 69. P. 681.
5. K. J. Vahala // Nature. 2003. V. 424. P. 839–846.

Учет тепловых процессов при исследовании радиационной стойкости источника субтерагерцового излучения после повторного нейтронного воздействия

А. С. Иванов[1,*], Д. Г. Павельев[2], С. В. Оболенский[1,2], Е. С. Оболенская[2], А. А. Дудин[1,2]

[1]«НПП«Салют», ул. Ларина, 7, Нижний Новгород, 603950
[2]Нижегородский государственный университет им. Н. И. Лобачевского, пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950
*ivanov.2582@yandex.ru, ivanov.a.s1@yandex.ru

Продолжено исследование радиационной стойкости источника субтерагерцового излучения из генератора на диоде Ганна (ГДГ) и умножителя на полупроводниковой сверхрешетке (ППСР) GaAs/AlAs [1, 2]. В отличие от предыдущих работ учтено влияние тепловых эффектов на процесс возникновения колебаний СВЧ-диапазона, в результате проведена коррекция ранее экспериментально полученных характеристик выходной мощности ГДГ от частоты генерации для диодов Ганна до и после нейтронного облучения флюенсами $3{,}5\cdot10^{12}$ см$^{-2}$, $2{,}85\cdot10^{13}$ см$^{-2}$ и 10^{14} см$^{-2}$. Сделаны выводы о радиационной стойкости источника субтерагерцового излучения к повторному нейтронному воздействию с флюенсами 10^{14} см$^{-2}$ с учетом тепловых процессов.

Введение

Малоинтенсивные полупроводниковые источники субтерагерцового диапазона находят обширное применение при решении широкого круга задач (радиолокации, радиоастрономии, спектроскопии и биологии), используются в системах построения связи и ориентирования на поле боя. Исследование механизмов образования кластеров радиационных дефектов, особенно при многократном воздействии, актуально для сохранения работоспособности подобных источников. К таковым следует отнести и рассматриваемый источник субтерагерцового излучения из гетеродина на ГДГ и умножителя на ППСР GaAs/AlAs.

Выбор генератора на диоде Ганна в качестве гетеродина для источника субтерагерцового излучения связан с относительной простотой конструкции, малыми величинами питающих напряжений и низким уровнем фазовых шумов. Применение умножителя на диоде на ППСР позволит получить сигнал на выходе источника субтерагерцового излучения с частотой порядка 10 ТГц.

Неоптимальный теплоотвод от диода Ганна в корпус генератора повлияет на частоту междолинных переходов электронов и негативно скажется на динамике доменообразования, а также уменьшит КПД ГДГ. Увеличение температуры умножительных диодов на ППСР на 50–100 К также уменьшит эффективность преобразования на 10–30 % и выходную мощность с источника субтерагерцового излучения.

Экспериментальная часть

В ГДГ был применен диод Ганна на GaAs разработки АО НПП «Салют», г. Нижний Новгород. Кристалл смонтирован на теплоотводящем кристаллодержателе в виде медного стержня диаметром 1,2 мм и высотой 2 мм. Диаметр полупроводниковой мезаструктуры диода составляет около 100 мкм. Контакты расположены на противоположных гранях полупроводниковой структуры. Перенос электронов осуществляется поперек границ раздела слоев структуры в вертикальном направлении. Концентрация носителей в активном (пролетном) слое диода составляет $n_0 = 8\cdot10^{15}$ см$^{-3}$, а толщина этого слоя в направлении переноса электронов – 3 мкм. Основная частота генерации подобных диодов лежит в диапазоне 26–35 ГГц. Все три рассмотренных в статье ДГ (№ 1, 2, 3) обладают сходными параметрами в пределах технологических погрешностей. Для измерений зависимостей выходной мощности P_{out} от частоты генерации f ДГ взяты три диода, ранее подвергнутые нейтронному воздействию флюенсами $\Phi_1 = 3{,}5\cdot10^{12}$ см$^{-2}$, $\Phi_2 = 2{,}85\cdot10^{13}$ см$^{-2}$ и $\Phi_3 = 10^{14}$ см$^{-2}$ соответственно [2]. Измерения характеристик до облучения проводились в специально разработанной измерительной камере по схеме, изложенной в [3]. После измерений ДГ № 1, 2, 3 были подвергнуты повторному облучению потоком нейтронов с флюенсом $\Phi_3 = 10^{14}$ см$^{-2}$.

Результаты и обсуждение

По результатам измерений рабочих параметров ДГ после повторного облучения отмечено сужение рабочей полосы частот в сравнении с параметрами после первого облучения: для ДГ № 1 – на 20%, для ДГ № 2 – 46%, для ДГ № 3 – на 26%. В целом после повторного облучения нейтронами наблюдается уменьшение выходной мощности ДГ и значений рабочих частот. Использование корпуса ГДГ с более эффективным теплоотводом позволит компенсировать температурный уход выходной мощности P_{out}.

Таблица 1. Величины выходной мощности P_{out} ДГ до, после первого и после повторного облучения, где Ф№ – это поток, соответствующий номеру диода, т. е. для ДГ № 1 Ф№ – Ф1

№ ДГ	№ р.т.	$P_{out}(U^I)$, мВт	$P_{out}(U^{Ф№})$, мВт	$P_{out}(U^{Ф№+Ф3})$, мВт
1	1,1	9,0	4,5	4,0
	1,2	12,0	14,0	17,0
2	2,1	10,0	8,0	3,0
	2,2	9,0	5,0	4,0
3	3,1	12,0	6,0	2,0
	3,2	14,0	5,0	1,0
	3,3	8,0	2,0	3,0

На основе мощностей гармоник умножителя частоты на ППСР в работе [4], полученных зависимостей мощности от частоты для ГДГ возможно оценить зависимость мощности гармоник от частоты источника субтерагерцового излучения (рис. 1).

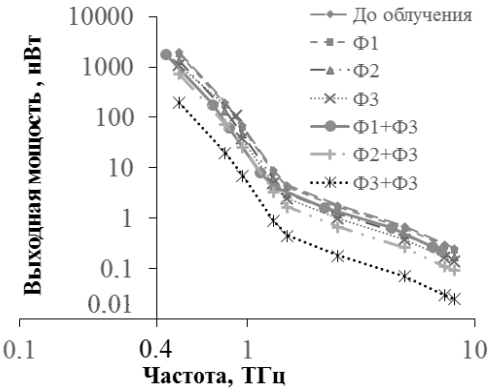


Рис. 1. Зависимость выходной мощности от частоты генерации источника субтерагерцового излучения из гетеродина на ДГ и умножителя на диоде с ППСР до, после первого и после повторного облучения. До облучения – на ДГ № 1, $Ф_1$ – на ДГ № 1, $Ф_2$ – на ДГ № 2, $Ф_3$ – на ДГ № 3, $Ф_1$+$Ф_3$ – на ДГ № 1, $Ф_2$+$Ф_3$ – на ДГ № 2, $Ф_3$+$Ф_3$ – на ДГ № 3

В качестве опорной частоты гетеродина для ДГ до облучения была выбрана третья гармоника генератора (3·53,8 ГГц) на ДГ в 162 ГГц, после облучения флюенсом $Ф_1$ – 161,4 ГГц, после повторного облучения $Ф_3$ – 143,1 ГГц. Для ДГ № 2 при флюенсе $Ф_2$– 158,4 ГГц, после повторного – 156 ГГц. Для ДГ № 3 при флюенсе $Ф_3$ – 156,6 ГГц, после повторного – 160,5 ГГц. При облучении гетеродина нейтронами с увеличением флюенса уровень мощности гармоник источника субтерагерцового излучения уменьшается сильнее, чем для облученного только флюенсом $Ф_3$.

Выводы

В результате измерений определено уменьшение полосы рабочих частот и уровня выходной мощности после повторного облучения ДГ по сравнению с однократным облучением. На основе измерений рабочих характеристик гетеродина на ДГ и теоретических результатов радиационной стойкости умножителя частоты на ППСР сделаны выводы о влиянии повторного нейтронного облучения флюенсом 10^{14} $см^{-2}$ на источник субтерагерцового излучения в целом с учетом тепловых процессов, а также возможности применения источника в радиационно стойкой аппаратуре.

Литература

1. А. С. Иванов, Д. Г. Павельев, С. В. Оболенский, Е. С. Оболенская // ЖТФ. (2021). **91**(10). 1501.

2. А. С. Иванов, Д. Г. Павельев, С. В. Оболенский, Е. С. Оболенская // ФТП. (2022). **56**(7). 770.

3. А. С. Иванов, С. В. Оболенский // Тез. докл. 3-й Росс.-Бел. конф. 14–15 ноября 2017 г. Нижний Новгород, 2017. С. 20.

4. А. С. Иванов, Д. Г. Павельев, Ю. И. Кошуринов, А. Н. Панин, В. Л. Вакс, В. И. Гавриленко, А. В. Антонов, В. М. Устинов, А. Е. Жуков // ФТП. (2012). **46(**1). 25.

Инновационные разработки отечественных технологий гетероструктурной полупроводниковой оптоэлектроники и фотоники

С. В. Иванов

Физико-технический институт им. А. Ф. Иоффе, ул. Политехническая, 26, Санкт-Петербург, 194021

Представлен широкий спектр современных технологических разработок ФТИ им. А. Ф. Иоффе на стадии НИОКР в области гетероструктурной A^3B^5 полупроводниковой фотоники и оптоэлектроники широкого спектрального диапазона (от среднего ИК до глубокого УФ) и различного функционального назначения. Представленные разработки соответствуют мировому уровню или превосходят его.

В докладе будет дан краткий обзор современных разработок лабораторий ФТИ им. А. Ф. Иоффе в области: мощных полупроводниковых лазеров и приемопередающих модулей для оптоволоконных фотонных энергоинформационных трактов [1]; вертикально-излучающих лазеров для телекоммуникационных ФИС [2], а также для атомных стандартов частоты, миниатюрных оптических гироскопов и высокочувствительных оптических магнитометров [3]; элементов полупроводниковой фотоники среднего УФ-диапазона 230–300 нм на основе наногетероструктур AlGaN (солнечно-слепых фотоприемников и мощных бактерицидных источников излучения) [4]; мощных квантово-каскадных лазеров среднего ИК-диапазона (7–8 мкм) [5]; высокочувствительных фотодиодов и фотодиодных матриц на основе InAsSbP в диапазоне 3–6 мкм [6]; первых в России высокоэффективных источников одиночных фотонов с наноантеннами, излучающих в диапазоне 0,85–1,3 мкм, на основе разреженных массивов КТ InAs/AlGaInAs для квантовых вычислений и коммуникаций [7]; и, наконец, каскадных солнечных элементов A^3B^5/Ge для космического и наземного применения [8]. Представленные разработки не имеют российских аналогов, а по многим позициям соответствуют лучшим мировым разработкам или опережают их. Значительная часть из них имеет высокую готовность для проведения ОКР для индустриальных заказчиков с использованием современного полупромышленного оборудования в создаваемом в настоящее время «Центре современной импортозамещающей гетероструктурной ЭКБ на базе ФТИ им. А. Ф. Иоффе», программа развития которого на 2023–2027 гг. одобрена Советом по развитию электронной промышленности 12 мая 2023 г.

Литература

1. S. Slipchenko, et al. Multiple increase in the radiative efficiency of 1060-nm laser diodes based on heterostructures with tunnel-coupled injection and a single waveguide mode // Opt. Lett. 2023. V. 48, no. 2. P. 203–206.

2. A. Babichev, et al. Impact of Device Topology on the Performance of High-Speed 1550 nm Wafer-Fused VCSELs // Photonics. 2023. V. 10, no. 6. ArtNo: #660.

3. M. V. Petrenko, et al. All-Optical Nonzero-Field Vector Magnetic Sensor for Magnetoencephalography // Phys. Rev. Appl. 2023. V. 20, no. 2. ArtNo: #024001.

4. V. Jmerik, et al. 2D-GaN/AlN Multiple Quantum Disks/Quantum Well Heterostructures for High-Power Electron-Beam Pumped UVC Emitters // Nanomaterials. 2023. V. 13, no. 6. ArtNo: #1077.

5. E. Cherotchenko, et al. High-Power Quantum Cascade Lasers Emitting at 8 μm: Technology and Analysis // Nanomaterials. 2022. V. 12, no. 22. ArtNo: #3971.

6. С. А. Карандашев, и др. Микрооптопара (λ = 3,4 мкм) на основе двойной гетероструктуры InAsSbP/InAs для измерения концентрации этанола в водном растворе методом МНПВО // Оптика спектроск. 2022. Т. 130, № 8. С. 1223–1228.

7. M. V. Rakhlin, et al. Demultiplexed single-photon source with a quantum dot coupled to microresonator // J. Lumines. 2023. V. 253. ArtNo: #119496.

8. А. В. Чекалин и др. Высокоэффективные фотоэлектрические модули с концентраторами солнечного излучения // Письма ЖТФ. 2020. Т. 46, № 13.С. 24–26.

Экситонный сенсор электрического поля в гетероструктурах с квантовыми ямами

М. А. Чукеев*, Е. С. Храмцов, Шимин Чжэн, И. В. Игнатьев

Лаборатория Оптики спина Санкт-Петербургского государственного университета, Ульяновская ул., 1, Петродворец, Санкт-Петербург, 198504
*maxchukeev@gmail.com

Исследованы спектры отражения гетероструктуры с квантовой ямой (КЯ) GaAs/AlGaAs шириной 30 нм. Изучено влияние электрического поля на сдвиг резонансов легких и тяжелых экситонов и на величину их светоэкситонного взаимодействия. Проведен численный расчет экситонных состояний во внешнем электрическом поле. Сравнение теоретического моделирования и экспериментальных значений нескольких экситонных параметров позволило получить самосогласованный метод определения напряженности электрического поля в слое КЯ.

Полупроводниковые гетероструктуры широко используются в различных оптоэлектронных приборах, в которых к структурам прикладывается напряжение, изменяющее их оптические свойства. Влияние электрического поля на экситонные и электронные состояния в квантовых ямах (КЯ) активно исследуется уже длительное время [1]. Однако неоднородное распределение поля в гетероструктуре резко усложняет такие исследования. В связи с этим контроль напряженности поля в структуре остается актуальным. В данной работе мы представляем оптический метод контроля электрического поля в слое КЯ.

Методика исследования

Экспериментально исследованы спектры отражения гетероструктуры GaAs/AlGaAs (15% Al) с одиночной КЯ GaAs шириной 30 нм при температуре T = 10 К. Гетероструктура выращена методом молекулярной пучковой эпитаксии на n-легированной подложке GaAs. Электрическое поле прикладывалось вдоль ростовой оси образца. Одним из контактов являлась подложка GaAs, вторым – оксид индия и олова (ITO), нанесенный на поверхность образца. Исследования проводились при приложении отрицательного потенциала к поверхности образца. Для оптического управления величиной электрического поля в слое КЯ исследуемая гетероструктура дополнительно возбуждалась лазерным излучением с энергией фотонов меньше энергии экситонных переходов в КЯ. Такое возбуждение создает носителей заряда в толстом буферном слое GaAs и увеличивает его проводимость. Это приводит к уменьшению толщины слоя, к которому прикладывается напряжение, и, соответственно, увеличению напряженности поля в слое КЯ [2].

В теоретической части работы численно решалось уравнение Шредингера для экситонов в КЯ. Теоретическое моделирование спектров отражения выполнено без подгоночных параметров, за исключением нерадиационного уширения, которое взято из эксперимента.

Результаты и обсуждение

На рис. 1 представлены спектры отражения, измеренные при нескольких значениях приложенного напряжения и при дополнительном возбуждении структуры. В спектрах отражения наблюдаются три экситонных резонанса, соответствующих экситонным состояниям в КЯ с тяжелой (Xhh1) и легкой (Xlh1) дырками, и возбужденному состоянию с тяжелой дыркой (Xhh2).

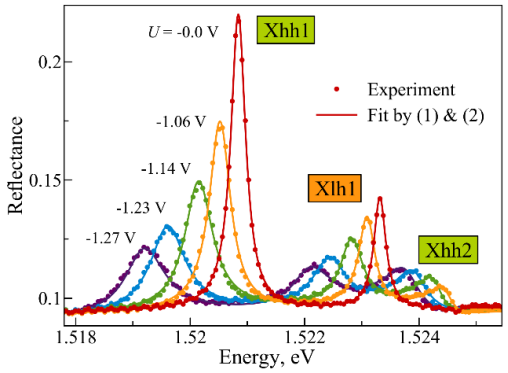


Рис. 1. Спектры отражения от гетероструктуры при приложении различных внешних электрических потенциалов с дополнительной резонансной лазерной накачкой (P = 30 мкВт) в буферный слой GaAs. Разноцветными точками показаны экспериментальные данные, сплошными линиями – подгонка в рамках модели диэлектрического отклика [3]

Высокое качество образца позволило использовать модель нелокального диэлектрического отклика [3] для описания экситонных резонансов в спектрах отражения. Модель содержит ряд параметров, которые можно определить из эксперимента. Это спектральное положение резонанса ω_{0j}, радиационное уширение $\hbar\Gamma_{0j}$, нерадиационное уширение $\hbar\Gamma_j$ и фаза резонанса ϕ_j.

На рис. 1 показаны результаты подгонки спектров отражения в рамках этой модели. Видно, что экситонные резонансы хорошо описываются моделью, что позволяет определить основные параметры резонансов. Как видно из рисунка, с ростом напряжения наблюдается уширение резонансов и их сдвиг в сторону низких энергий. Сдвиг обусловлен хорошо известным эффектом Штарка для экситонов. Для возбужденного экситонного состояния Xhh2 помимо описанных выше эффектов наблюдается резкий рост величины отражения и изменение фазы резонанса.

Разработанный ранее численный метод [4] позволяет найти решение уравнение Шредингера для экситона в квантовой яме во внешнем электрическом поле. Численная реализация решения задачи выполнена на основе метода конечных разностей, в которой уравнение Шредингера представляется в матричном

виде. Для определения энергии и волновой функции экситона были сосчитаны нижайшие собственные значения и собственные вектора матрицы. Такие экситонные параметры, как константа радиационного затухания и фазовый сдвиг экситонного резонанса, можно рассчитать с помощью волновой функции экситона [4, 5].

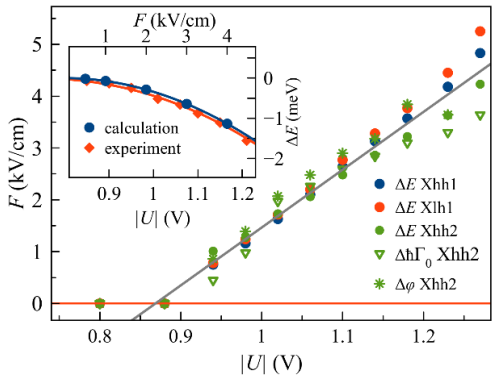


Рис. 2. Зависимость напряженности поля в КЯ от приложенного напряжения, определенная по различным параметрам экситонных резонансов (символы). Сплошная линия – подгонка линейной зависимостью. На вставке показан пример зависимости сдвига экситонного резонанса Xhh1, найденной из эксперимента (красные символы) и вычисленной теоретически (синие символы). Сплошные кривые – параболическая аппроксимация

Сопоставление результатов численного расчета и экспериментальных данных на примере сдвига экситонного резонанса Xhh1 представлено на вставке к рис. 2. Обе зависимости хорошо аппроксимируются параболической кривой. При проведении такого сопоставления по нескольким экситонным параметрам была определена напряженность электрического поля в слое КЯ при приложении напряжения ко всей структуре (рис. 2). Видно, что все параметры дают приблизительно одинаковую связь, хорошо аппроксимируемую линейной зависимостью в диапазоне напряжений 0,9–1,3 В. Таким образом, экситон действительно может служить чувствительным зондом напряженности поля в КЯ.

Авторы благодарят ресурсный центр «Нанофотоника» СПбГУ за предоставленный образец.

Финансирование

Авторы благодарят Российский Научный Фонд за финансовую поддержку работы в рамках гранта № 19-72-20039. Е. С. Х. благодарит Санкт-Петербургский Государственный Университет за финансовую поддержку теоретической части работы в рамках гранта № 94030557. Ш. Ч. благодарит Китайский стипендиальный совет (China scholarship council).

Литература

1. D. A. B. Miller, D. S. Chemla, T. C. Damen, et al. // Phys. Rev. Lett. 53. 2173 (1984).
2. М. А. Чукеев, Е. С. Храмцов, Шимин Чжэн, И. В. Игнатьев, С. А. Елисеев, Ю. П. Ефимов // ФТП. 57. 6. 461–468 (2023).
3. E. L. Ivchenko. Optical Spectroscopy of Semiconductor Nanostructures. Berlin : Springer, 2004.
4. E. S. Khramtsov, P. A. Belov, P. S. Grigoryev, et al. // J. Appl. Phys. 119. 184301 (2016).
5. P. Grigoryev, A. Kurdyubov, M. Kuznetsova, et al. // Superlatt. Microstr. 97. 452 (2016).

Одновременное наблюдение циклотронного резонанса дырок и электронов в двойной квантовой яме HgTe/CdHgTe с нормальным зонным спектром

Л. С. Бовкун[1], С. С. Криштопенко[2,3], В. Я. Алешкин[4], Н. Н. Михайлов[5], С. А. Дворецкий[5], F. Терре[2], M. Orlita[1], В. И. Гавриленко[4], А. В. Иконников[3,*]

[1]Laboratoire National des Champs Magnétiques Intenses, CNRS-UGA-EMFL-UPS-INSA, FR-38042, Grenoble, France
[2]Laboratoire Charles Coulomb, UMR CNRS 5221, Université de Montpellier, Place Eugène Bataillon – CC069, F-34095, Montpellier, France
[3]Физический факультет МГУ им. М. В. Ломоносова, Ленинские горы, 1, Москва, 119991, Россия
[4]Институт физики микроструктур, ул. Академическая, 7, д. Афонино, Кстовский р-н, Нижегородская обл., 603087, Россия
[5]Институт физики полупроводников им. А. В. Ржанова СО РАН, пр. Акад. Лаврентьева, 13, Новосибирск, 630090, Россия
*antikon@physics.msu.ru

В двойной квантовой яме (ДКЯ) HgTe/CdHgTe с нормальным зонным спектром (ширина запрещенной зоны ~80 мэВ) при T = 4,2 К выполнены исследования магнитотранспорта и спектральные исследования магнитопоглощения при дозированной подсветке. Исследования спектров магнитопоглощения при определенной дозе подсветки выявили линии поглощения, связанные как с циклотронным резонансом (ЦР) электронов, так и циклотронным резонансом дырок. Сосуществование электронов и дырок в ДКЯ с достаточно большой запрещенной зоной указывает на возникновение индуцированного светом неоднородного распределения носителей заряда в плоскости структуры.

Введение

Квантовые ямы (КЯ) HgTe/CdHgTe обладают целым рядом интересных свойств: в них впервые было экспериментально обнаружено состояние двумерного топологического изолятора [1]; их зонный спектр может качественно изменяться при варьировании толщины КЯ или при внешнем воздействии [2]; в них присутствует эффект остаточной фотопроводимости (ОФП) [3] и др. Еще большее разнообразие свойств наблюдается в ДКЯ – к примеру, помимо нормального и инвертированного зонного спектра в них могут реализовываться спектры «двуслойного графена» и «двойной инверсии» [4]. Эффект ОФП в ДКЯ HgTe может не только изменять концентрацию и тип носителей заряда, но и делать это *обратимым* образом [5]. Последнее представляет особый интерес для исследования краевых топологических состояний, поскольку для их изучения необходимо иметь возможность управлять положением уровня Ферми, и в частности «помещать» его в запрещенную зону. То есть фактически эффект ОФП в ДКЯ HgTe может представлять альтернативу электрическому затвору.

В данной работе исследуются спектры магнитопоглощения и транспортные свойства ДКЯ HgTe/CdHgTe при использовании эффекта ОФП. В качестве объекта исследования выбрана ДКЯ HgTe с нормальным зонным спектром, в которой ширина запрещенной зоны должна заведомо превосходить ее возможные флуктуации и в которой наблюдалась смена типа проводимости при подсветке.

Методы исследований

Исследуемая ДКЯ была выращена методом молекулярно-пучковой эпитаксии на подложке GaAs (013). Активная часть структуры состояла из нижнего и верхнего барьеров $Cd_xHg_{1-x}Te$ толщиной 30 нм и двух КЯ HgTe толщиной d, разделенных туннельным барьером $Cd_xHg_{1-x}Te$ толщиной t. Структура специально не легировалась. Номинальные ростовые параметры структуры: x = 0,64, d = 4,5 нм, t = 3,0 нм.

Спектры магнитопоглощения измерялись с помощью фурье-спектрометра Bruker 80v в магнитных полях до 11 Тл. Образцы размером 5 × 5 мм располагались вместе с «синим» светодиодом в световодной вставке в центре сверхпроводящего соленоида в жидком гелии. Использовалась геометрия Фарадея. В качестве источника излучения использовался глобар, в качестве светоделителя – Mylar Multilayer. Спектральное разрешение составляло 0,5 мэВ. Прошедшее через образец излучение детектировалось кремниевым болометром. Полученные спектры нормировались на спектр в нулевом магнитном поле.

Расчет зонной структуры и уровней Ландау выполнялся в аксиальном приближении с использованием гамильтониана Кейна 8 × 8, учитывающим деформацию [2]. Для достижения отличного согласия результатов расчетов с результатами исследований спектров магнитопоглощения была проведена корректировка параметров ДКЯ: толщины КЯ и барьера были несколько уменьшены (d = 4,0 нм, t = 2,8 нм) и в КЯ полагалось наличие 2% доли Cd. Подобная корректировка также применялась ранее для ДКЯ, выращенных в том же ростовом цикле [6].

Результаты и обсуждение

На рис. 1 представлены спектры магнитопоглощения, полученные при различных дозах подсветки. В спектрах, полученных в «темновых» условиях (рис. 1, *a*) и в условиях сильной подсветки (рис. 1, *c*), наблюдаются следующие линии: три при энергиях, меньших 70 мэВ (α^*, δ^- и α), и одна при энергии, большей 90–100 мэВ (β_1). Линия β_1 связана с межзонным переходом $-2 \rightarrow -1$ (рис. 2). Ее ширина заметно больше, чем ширина остальных линий, что связано с флуктуациями запрещенной зоны. Остальные линии связаны с внутризонными переходами: линии α^*, δ^- с переходами $0 \rightarrow 1$ и $2 \rightarrow 1$ в валентной зоне (ЦР дырок), линия αc переходом $0 \rightarrow 1$ в зоне проводимости (ЦР электронов) (см. рис. 2). Эти выводы подтверждаются магнитотранспортными измерениями: в «темновых» условиях образец имеет дырочный тип

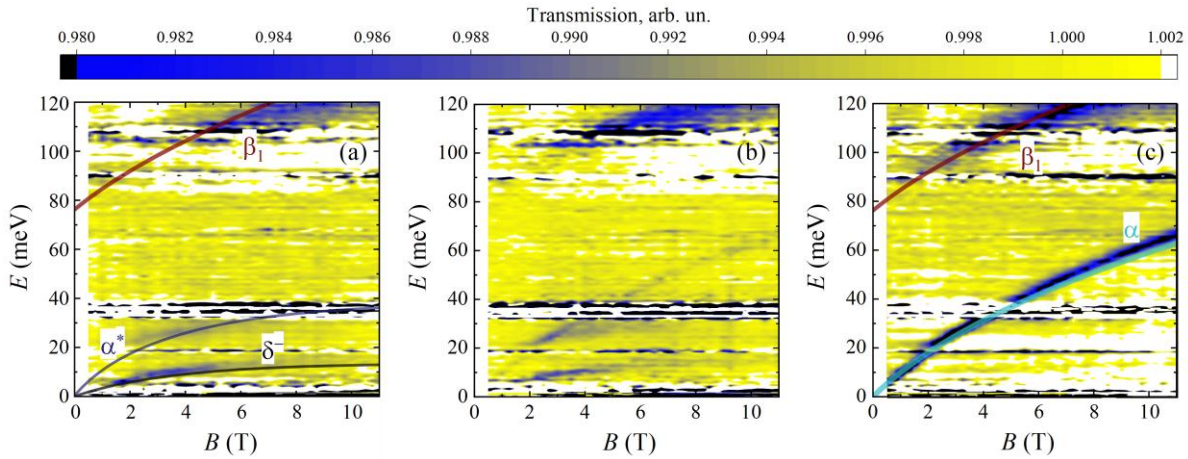


Рис. 1. Карты магнитопоглощения двойной КЯ HgTe/CdHgTe, полученные: *a* – в «темновых» условиях, *b* – после кратковременной (< 1 с) подсветки синим светом и *c* – после длительной (> 10 с) подсветки. Более темные области соответствуют более сильному поглощению. Цветные линии отвечают рассчитанным переходам между уровнями Ландау

проводимости, в то время как после длительной подсветки проводимость становится электронной. То есть подсветка синим светом за счет эффекта ОФП в исследуемой ДКЯ приводит к смене типа проводимости, что качественно изменяет спектры магнитопоглощения (рис. 1, *a*, *c*).

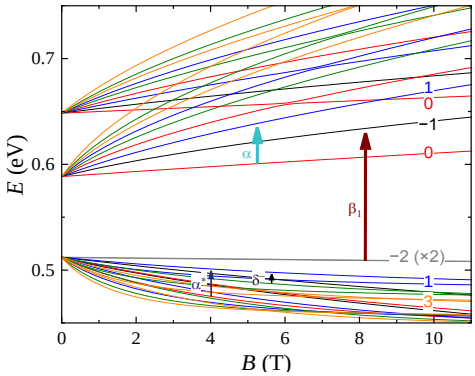


Рис. 2. Рассчитанные уровни Ландау с учетом скорректированных параметров слоев ДКЯ. Стрелками обозначены наблюдаемые переходы

Наибольший интерес представляет промежуточный случай: карта магнитопоглощения после кратковременной подсветки качественно представляет собой суперпозицию карт, полученных в двух остальных случаях. Действительно, как видно из рис. 1, *b*, в спектрах магнитопоглощения одновременно присутствуют как линии α^* и δ^-, связанные с ЦР дырок, так и линия α, связанная с ЦР электронов. Этот результат является неожиданным, по всей видимости, он указывает на возникновение сильно неоднородного распределения носителей заряда в плоскости структуры в условиях эффекта ОФП. Подобный результат отмечался в гетероструктурах InAs/AlSb, в которых наблюдались биения осцилляций Шубникова – де Гааза лишь при определенной дозе подсветки [7]. Возникновение биений связывалось с появлением областей с различной плотностью электронов. В нашем случае кратковременная подсветка ДКЯ HgTe/CdHgTe приводит не к неоднородному распределению носителей заряда одного типа в условиях эффекта ОФП, а к одновременному появлению электронов и дырок, поскольку в случае ДКЯ HgTe/CdHgTe тип проводимости также зависит от времени подсветки. Электроны и дырки при этом пространственно разделены в плоскости образца, масштаб такого разделения должен значительно превышать пространственный масштаб перекрытия их волновых функций для исключения возможности их взаимной рекомбинации.

Полученные экспериментальные результаты демонстрируют недостатки управления положением уровня Ферми в гетероструктурах с КЯ HgTe/CdHgTe из-за эффекта ОФП.

Финансирование

Работа выполнена при поддержке гранта РНФ № 22-22-00382.

Литература

1. M. Konig, S. Wiedmann, C. Brune, et al. // Science. 2007. V. 318. P. 766.

2. S. Krishtopenko, I. Yahniuk, D. B. But, et al. // Phys. Rev. B. 2016. V. 94. P. 245402.

3. К. Е. Спирин, Д. М. Гапонова, В. И. Гавриленко и др. // ФТП. 2019. Т. 53. С. 1401.

4. S. S. Krishtopenko, W. Knap, F. Teppe // Sci. Rep. 2016. V. 6. P. 30755.

5. I. Nikolaev, A. Kazakov, K. Drozdov, et al. // J. Appl. Phys. 2022. V. 132. P. 234301.

6. L. S. Bovkun, A. V. Ikonnikov, V. Ya. Aleshkin, et al. // Opto-Electronics Review. 2019. V. 27. P. 213.

7. S. Brosig, K. Ensslin, R. J. Warburton, et al. // Phys. Rev. B. 1999. V. 60. P. R13989(R).

Спектральные исследования остаточной фотопроводимости в одиночных квантовых ямах Hg(Cd)Te

М. К. Сотничук[1], А. В. Иконников[1,*], Д. Р. Хохлов[1], Н. Н. Михайлов[2], С. А. Дворецкий[2], В. И. Гавриленко[3]

[1]Физический факультет, МГУ им. М. В. Ломоносова, Ленинские горы, 1, Москва, 119991
[2]Институт физики полупроводников им. А. В. Ржанова СО РАН, пр. Акад. Лаврентьева, 13, Новосибирск, 630090
[3]Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, 7, д. Афонино, Нижегородская обл., 603087
*antikon@physics.msu.ru

Исследованы спектры остаточной фотопроводимости в гетероструктурах с квантовыми ямами HgTe/CdHgTe с различными параметрами при температуре T = 4,2 K. Продемонстрировано наличие спектральных особенностей, общих для всех структур. Одна из особенностей, не обсуждавшаяся ранее, связывается с глубоким уровнем покровного слоя CdTe.

Гетероструктуры Hg(Cd)Te/CdHgTe с квантовыми ямами (КЯ) обладают целым рядом интересных свойств, первым из которых можно выделить реализацию в них двумерного топологического изолятора [1]. Кроме того, их зонный спектр может качественно изменяться при варьировании толщины КЯ или при внешнем воздействии [2]. При изучении зонной структуры КЯ часто возникает необходимость изменения концентрации носителей заряда, что обычно реализуется путем напыления металлического затвора. Для магнитооптических исследований более удобным является использование эффекта остаточной, т. е. сохраняющейся после выключения подсветки, фотопроводимости (ОФП) (см., например, [3–6]). В то же время, несмотря на очевидное практическое применение эффекта, его механизмы в КЯ HgTe/CdHgTe установлены далеко не полностью, поэтому исследования ОФП продолжают оставаться актуальными. В настоящей работе исследованы спектры ОФП в КЯ Hg(Cd)Te в диапазоне энергий 0,6–3,1 эВ, выявлены характерные особенности спектров и выполнено их сопоставление с энергетической диаграммой.

Методы исследований

Исследуемые образцы были выращены в ИФП СО РАН методом молекулярно-лучевой эпитаксии. На подложке из GaAs (013) выращивался буфер, состоящий из 30-нм-слоя ZnTe и толстого (5–6 мкм) релаксированного слоя CdTe. Затем выращивалась активная часть структур: КЯ $Hg_{1-y}Cd_yTe$ толщиной d_{QW}, окруженная барьерами $Cd_xHg_{1-x}Te$ толщиной d_{bar}. Поверх всей структуры выращивался покровный слой CdTe толщиной 40–50 нм. Для некоторых структур проводилось легирование индием. Параметры структур представлены в табл. 1.

Исследования спектров ОФП проводились с помощью монохроматора МДР-206 в диапазоне 400–2000 нм (0,6–3,1 эВ) при T = 4,2 K и скорости сканирования 5 или 10 нм/мин. Образец находился во вставке в транспортном сосуде Дьюара. Излучение заводилось по полированной металлической трубе с входным окном из кварца. Измерялось сопротивление образца четырехзондовым методом в зависимости от длины волны падающего излучения.

Таблица 1. Параметры исследуемых структур при T = 4,2 K. Звездочка означает, что структура была подвергнута отжигу, который должен приводить к образованию дополнительных акцепторов (вакансий ртути). ЗС – зонный спектр (Н – нормальный, БС – бесщелевой, И – инвертированный)

№	Структура	d_{QW}, нм	y, %	d_{bar}, нм	x, %	ЗС	R_{dark}, кОм	$n(p)$, 10^{11} см$^{-2}$
1	091217-1	7	0	33	72	И	3,67	1,8
2	101109	8	0	60	77	И	0,05	4,5
3	100708*	30	13	100	56	БС	1,4	1,3
4	091225	30	13	100	69	БС	2,24	0,04
5	100707-1*	30	17	100	70	Н	122,6	–
6	100707-1	30	17	100	70	Н	37,4	–
7	130410*	5	0	20	53	Н	21,7	2 (p)
8	170301	9	8	30	71	Н	19,6	0,2 (p)

Результаты и обсуждение

Поскольку сопротивления различных образцов как в темновых условиях, так и при подсветке отличаются более чем на три порядка, то для удобства сравнения спектров ОФП рассчитывалось относительное изменение $\frac{\left({}^{1}/_{R}{}^{-1}/_{R_{dark}}\right)}{{}^{1}/_{R_{dark}}} - 1$ проводимости, где R_{dark} – сопротивление образца после охлаждения в темновых условиях. Спектральная зависимость такого относительного изменения показана на рис. 1. В спектрах можно отметить несколько общих особенностей: 1 – резкое возрастание (или уменьшение в случае образцов № 7 и № 8 p-типа) проводимости при энергии кванта падающего излучения ~1,6 эВ; 2 – широкий минимум (максимум для образцов № 7 и № 8) проводимости в области энергий 2,1–2,6 эВ; 3 – существенное возрастание (уменьшение для образцов № 7 и № 8) проводимости в области 0,65–0,95 эВ.

К настоящему времени известно [3, 4, 6], что в гетероструктурах HgTe/CdHgTe установившееся под действием света значение проводимости прежде всего зависит от концентрации носителей заряда в КЯ, а оно, в свою очередь, определяется балансом различных процессов генерации, рекомбинации, дрейфа, диффузии и др. Поэтому, сопоставляя спектральное положение особенностей с энергетической диаграммой структуры и анализируя характер изменения проводимости в указанных областях, можно делать выводы о сдвиге баланса в «электронную» или «ды-

рочную» сторону и определять первоисточник этого сдвига. К примеру, на рис. 2 представлена энергетическая диаграмма для образца № 1. Положение особенности 1 в спектрах отлично совпадает с шириной запрещенной зоны покровного слоя CdTe, причем это справедливо для всех образцов. Из этого следует, что при достижении энергии 1,6 эВ включается активная генерация электрон-дырочных пар в покровном слое CdTe, что приводит к смещению баланса в КЯ в «электронную» сторону [3, 4, 6]. Соответственно, для образцов с *n*-типом проводимости (№ 1 – № 6) это приводит к возрастанию проводимости, а для образцов с *p*-типом (№ 7, № 8) – к уменьшению (рис. 1).

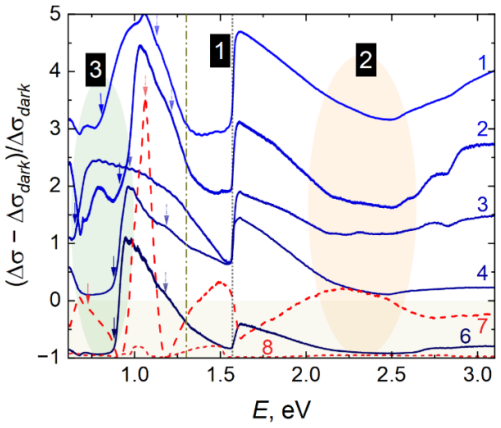


Рис. 1. Спектры относительного изменения проводимости КЯ Hg(Cd)Te. Нулевой уровень означает совпадение проводимости с темновой, положительные значения соответствуют положительной ОФП, отрицательные – отрицательной. Уровень –1 означает отсутствие проводимости. Цифрами указаны номера образцов (№ 5 не показан, чтобы не загромождать рисунок), цифрами с выноской – основные спектральные особенности. Сплошные стрелки указывают положение особенности 3. Штрихпунктирные стрелки отстоят от сплошных на 0,3 эВ. Пунктирная линия соответствует ширине запрещенной зоны CdTe, штрихпунктирная – разнице энергий между зоной проводимости и глубоким уровнем в покровном слое CdTe

Аналогичные рассуждения справедливы и для особенности 2 (см. также [3]), однако в этом случае имеет место смещение равновесия в «дырочную» сторону при переходе из спин-отщепленной зоны барьера CdHgTe в зону проводимости покровного слоя CdTe.

Наибольший интерес представляет не обсуждавшаяся ранее в литературе особенность 3 – возрастание проводимости (для образцов № 1 – № 6) в области 0,65–0,95 эВ. Для этой особенности наблюдается явная корреляция между ее энергетическим положением и долей кадмия в барьерных слоях *x* (рис. 2). При этом никакой корреляции с другими параметрами структуры не наблюдается. Мы полагаем, что эта особенность связана с переходом с некоего глубокого «примесного» уровня в покровном слое CdTe в зону проводимости барьерного слоя $Cd_xHg_{1-x}Te$, что приводит к смещению баланса в «электронную» сторону.

Это подтверждается теоретической зависимостью энергии такого перехода от доли кадмия *x* при условии, что глубокий уровень в CdTe находится на 308 мэВ выше потолка валентной зоны (рис. 2). Очевидно, что в этом случае должен также иметь место переход с глубокого уровня в CdTe непосредственно в зону проводимости CdTe. Эта энергия составляет 1,3 эВ. И действительно, в спектрах ОФП при энергии падающего кванта излучения 1,3 эВ наблюдается перегиб, указывающий на изменение баланса (рис. 1).

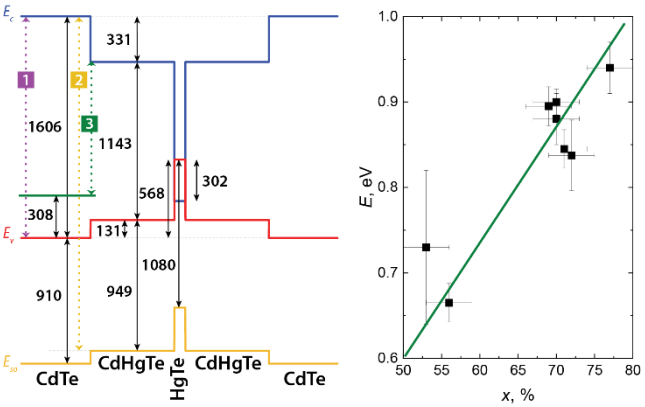


Рис. 2. Энергетическая диаграмма для образца № 1 при T = 4,2 К (слева). Энергии указаны в мэВ. Подложка справа (на рис. не показана). Зонные параметры взяты из работы [2]. Пунктирными линиями отмечены переходы, соответствующие наблюдаемым особенностям спектров ОФП. Зависимость спектрального положения особенности 3 (символы) (справа) и энергии перехода с некоторого примесного уровня покровного слоя в зону проводимости барьера $Cd_xHg_{1-x}Te$ (линия) от доли кадмия в барьере

Наконец, при наличии непрямых в реальном пространстве переходов естественно предполагать возможность перехода из валентной зоны покровного слоя в зону проводимости барьера $Cd_xHg_{1-x}Te$. Такой переход должен проявляться в виде особенности, отстоящей от особенности 3 на 0,3 эВ в сторону больших энергий. Энергия таких переходов обозначена на рис. 1 штрихпунктирными стрелками. Видно, что в спектрах всех образцов им соответствуют небольшие особенности, соответствующие росту проводимости.

Финансирование

Работа выполнена при поддержке гранта РНФ № 22-12-00298.

Литература

1. M. Konig, S. Wiedmann, C. Brune, et al. // Science. 2007. V. 318. P. 766.
2. S. Krishtopenko, I. Yahniuk, D. B. But, et al. // Phys. Rev. B. 2016. V. 94. P. 245402.
3. К. Е. Спирин, Д. М. Гапонова, В. И. Гавриленко и др. // ФТП. 2019. Т. 53. С. 1401.
4. I. Nikolaev, A. Kazakov, K. Drozdov, et al. // J. Appl. Phys. 2022. V. 132. P. 234301.
5. A. Shuvaev, V. Dziom, J. Gospodarič, et al. // Nanomaterials. 2022. V. 12. P. 2492.
6. M. K. Sotnichuk, A. S. Kazakov, I. D. Nikolaev, et al. // Photonics. 2023. V. 10. P. 877.

Спиновая релаксация доноров лития в изотопно-чистых монокристаллах $^{28}Si_{1-x}{}^{72}Ge_x$

Е. А. Калинина[1], А. А. Ежевский[1,*], Д. В. Гусейнов[1], А. В. Сухоруков[1], Д. Г. Зверев[2], Ф. Ф. Мурзаханов[2], Н. В. Абросимов[3]

[1]Нижегородский государственный университет им. Н. И. Лобачевского, пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603022, Россия
[2]Казанский федеральный университет, ул. Кремлевская, 18, Казань, 420008, Россия
[3]Leibniz Institute for Crystal Growth, Berlin, Germany, 12489
*ezhevski@phys.unn.ru

В работе методом электронного спинового резонанса при температурах T = 3,5–30 К исследованы донорные центры лития в монокристаллах $Si_{1-x}Ge_x$ (x = 0,0039–0,05), обогащенных бесспиновыми изотопами ^{28}Si и ^{72}Ge (99,998 и 99,984% соответственно). Исследования показали, что в изотопно-чистых монокристаллах $^{28}Si_{1-x}{}^{72}Ge_x$ при x = 0,39, 1,2, 2,9 ат.% наблюдались более узкие линии спектров ЭПР лития по сравнению с аналогичными кристаллами с природным составом изотопов кремния и германия. Это позволило изучить процессы спиновой релаксации в спектрах ЭПР лития в образцах $Si_{1-x}Ge_x$ при различных значениях x < 5 ат.%. Скорости спиновой релаксации не подчиняются процессам Орбаха в интервале температур 4–30 К. При этом поперечная и продольная релаксация состоят из двух компонент, скорости которых различаются почти на порядок. Вместе с рамановскими процессами для $1/T_1$ наблюдается уменьшение показателя степени ниже T^5. Такое поведение объясняется кросс-релаксацией через состояния искаженной конфигурации лития, возникающие вследствие модуляции потенциала кристаллического поля случайным распределением атомов Ge.

В настоящее время сплавы Si и SiGe являются перспективными материалами для квантовых компьютеров, основанных на спинах электронов, локализованных на донорах [1] или квантовых точках (КТ) в структурах $Si/Si_{1-x}Ge_x$ [2]. Обогащение Si или матрицы SiGe бесспиновыми изотопами приводит к значительной изоляции спинов в квантовых состояниях, что увеличивает время спиновой когерентности. Это проявляется также в сужении линий в спектрах ЭПР, повышении разрешения спектров, обеспечении дополнительных возможностей для изучения структурных особенностей основного состояния доноров с использованием спектров ЭПР электронов, связанных с мелкими донорами, такими как литий или фосфор, спины которых чувствительны к окружению в Si и SiGe, и на основе этих исследований можно получить данные о свойствах моноизотопных материалов.

Традиционно существует интерес и к донорным центрам лития в связи с тем, что в кремнии, в отличие от доноров V группы, литий представляет собой примесь внедрения, расположенную в тетраэдрическом междоузлии и имеющую инвертированное долинно-орбитальное расщепление [3]. Его синглетный уровень A_1 расположен над орбитально вырожденными состояниями дублета E и триплета T_2. Эта особенность структуры состояний лития отчетливо проявляется в спектрах ЭПР. Литий подвижен даже при низких температурах, поэтому в SiGe он легко находит наиболее выгодные места в решетке относительно атомов германия, и в зависимости от содержания и положения германия в решетке $Si_{1-x}Ge_x$ электронное состояние донора может измениться. В работе [4] было показано, что такое поведение демонстрирует примесь фосфора в SiGe. По этой причине содержание и положение атомов Ge, растворенных в решетке кремния в $Si_{1-x}Ge_x$, может влиять на электронную структуру основного состояния донора.

В данной работе представлено поведение доноров Li в объемных монокристаллических изотопно-чистых сплавах $Si_{1-x}Ge_x$ (x = 0,0039–0,05), обогащенных бесспиновыми изотопами ^{28}Si и ^{72}Ge (99,998 и 99,984 ат.% соответственно). Мы предполагаем, что, как и в случае с кремнием, Li в этих сплавах образует примесь внедрения, занимая тетраэдрические междоузлия, и имеет обратную систему уровней по сравнению с донорами V группы.

Результаты

В работе методом электронного парамагнитного резонанса (ЭПР) исследованы донорные центры лития в изотопически чистых объемных монокристаллах $Si_{1-x}Ge_x$ с разной концентрацией германия (x = 0,0039–0,05), обогащенных бесспиновыми изотопами ^{28}Si и ^{72}Ge (99,998 и 99,984% соответственно). Из ЭПР экспериментов показано, что центр лития с тригональной симметрией (g||[111]) основного состояния имеет наиболее устойчивую конфигурацию в образцах $Si_{1-x}Ge_x$ при различных значениях x < 5 ат.%. Осевая симметрия объясняется искажением положения центра лития и соседних атомов.

Исследования спиновой релаксации в $^{28}Si_{1-x}{}^{72}Ge_x$ проводились методами насыщения, импульсными методами и по температурным зависимостям ширины линии ЭПР (рис. 1). Как для скорости поперечной, так и для продольной релаксации наличие двух компонент (быстрой и медленной) указывает на существование как минимум двух типов литиевых центров, различающихся скоростями дефазировки T_2 и спин-решеточной релаксации T_1. Можно предположить, что медленная релаксация соответствует большей изоляции атома лития от решеточного окружения и, по аналогии с фосфором [5], меньшему числу атомов германия в ближайших соседях лития. Это предположение подтверждают данные таблицы 1, из которой видно, как показатели степени n' и n" для быстрой и медленной составляющих температурных зависимостей скоростей продольной спиновой релаксации $1/T_1 \sim T^n$ зависят от концентрации германия. Ниже результаты представлены для узкого диапазона концентраций, поскольку увеличение содержания германия приводит к значительному уширению спектров ЭПР.

Таблица 1. Значения *n*’ и *n*’’ для быстрой и медленной компонент температурных зависимостей $1/T_1 \sim T^n$ скоростей продольной спиновой релаксации, полученных импульсными методами для образцов $^{28}Si_{1-x}{}^{72}Ge_x$:Li

Содержание Ge в сплавах $Si_{1-x}Ge_x$	*n*’	*n*’’
0,0039	4,2	3,5
0,01	3,7	7,9
0,012	5,8	7,4

Как следует из табл. 1, параметры *n*’ для быстрой релаксационной компоненты меньше, чем для медленной n’’ для концентраций германия x = 0,01 и 0,012. То есть для литиевых центров с быстрой релаксацией наблюдается смена процесса релаксации с двухфононного комбинационного ($n \approx 7$) на процесс с меньшим значением n ($n < 5$).

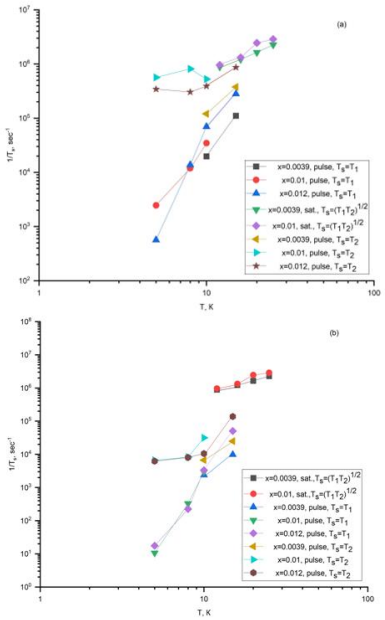


Рис. 1. Зависимости скоростей спиновой релаксации $1/T_s$ от температуры, полученные импульсным методом, и $1/\sqrt{T_1 \cdot T_2}$ методом насыщения для образцов $^{28}Si_{1-x}{}^{72}Ge_x$:Li, x = 0,01, 0,012, 0,0039; *а* – быстрая компонента, *б* – медленная компонента

Анализ результатов, полученных импульсными методами, показал, что существует два типа литиевых центров, скорости релаксации которых различаются на порядок. Быстрая компонента релаксации, полученная с помощью импульсного ЭПР, и скорости релаксации методом насыщения достаточно близки.

Выводы

Таким образом, литиевый центр имеет два разных состояния, сильно связанных электрон-фононным взаимодействием, что приводит к дополнительному каналу релаксации. Изучение лития в сплавах кремния с германием интересно не только с точки зрения его индивидуальных свойств, но и возможности рассматривать его в качестве спинового зонда, изучая особенности сплава $^{28}Si_{1-x}{}^{72}Ge_x$, имеющего важное практическое применение в качестве барьерных слоев в структурах $^{28}Si_{1-x}{}^{72}Ge_x/^{28}Si$ /$^{28}Si_{1-x}{}^{72}Ge_x$ для построения спиновых кубитов.

Финансирование

Работа выполнена при поддержке Росатома в рамках дорожной карты по квантовым вычислениям (контракт № 868-1.3-15/15-2021 от 5.10. 2021 и контракт № Р2193 г. от 14.12.2021 21).

Литература

1. J. J. Pla, K. Y. Tan, J. P. Dehollain, W. H. Lim, J. J. Morton, D. N. Jamieson, A. S. Dzurak and A. Morello // Nature. 489. 541 (2012).
2. E. Kawakami, P. Scarlino, D. R. Ward, F. R. Braakman, D. E. Savage, M. G. Lagally, M. Friesen, S. N. Coppersmith, M. A. Eriksson and L. M. K. Vandersypen // Nature Nanotechnology. 9. 666 (2014).
3. A. A. Ezhevskii, S. A. Popkov, A. V. Soukhorukov, D. V. Guseinov, N. V. Abrosimov, H. Riemann // Semiconductors. 46. 1437 (2012).
4. Y. Song, O. Chalaev and H. Dery // Phys. Rev. Lett. 113. 167201 (2014).
5. A. A. Ezhevskii, P. G. Sennikov, D. V. Guseinov, A. V. Soukhorukov, E. A. Kalinina and N. V. Abrosimov // Semiconductors. 54. 1123 (2020).

Квантовые ямы InN/InGaN для оптоэлектронных устройств ближнего ИК-диапазона

М. А. Калинников*, Д. Н. Лобанов, Б. А. Андреев, К. Е. Кудрявцев, П. А. Юнин, Е. В. Скороходов, А. В. Новиков, З. Ф. Красильник

Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, 7, д. Афонино, Кстовский р-н, Нижегородская обл., 603087
*kalinnikov@ipmras.ru

В работе представлены результаты моделирования гетероструктур с квантовыми ямами InN/$In_xGa_{1-x}N$ с x = 0,7–0,9 с различными дизайнами (периодами и толщинами).Определены оптимальные дизайны, обеспечивающие наибольшее перекрытие волновых функций носителей заряда и наилучшую локализацию носителей заряда. Результаты расчетов хорошо описывают имеющиеся экспериментальные данные по фотолюминесценции структур с КЯ InN/InGaN.

Введение

Нитрид галлия (GaN) и его твердые растворы с небольшой долей In являются основой современных высокоэффективных светодиодов и лазерных диодов, работающих в сине-зеленой области. Для продвижения в сторону больших длин волн необходимо развитие технологии формирования высококачественных структур на основе InGaN с содержанием In > 30%. Здесь основными трудностями являются: высокая плотность дефектов, низкая температура разложения, сегрегация In и фазовый распад [1, 2]. Несмотря на вышеозначенные проблемы, научной группе ИФМ РАН удалось получить стимулированное излучение (СИ) от объемных слоев InGaN с содержанием In ≥ 75% при температурах до ~ 200 K [3]. Для снижения порога реализации СИ и продвижения СИ в область высоких температур, а также повышения эффективности излучательной рекомбинации особый интерес представляет формирование низкоразмерных гетероструктур.

Авторами настоящей работы ранее были исследованы многослойные гетероструктуры с квантовыми ямами (КЯ) InN / InGaN, сформированные методом молекулярно-пучковой эпитаксии с плазменной активацией азота (ПА МПЭ) в режиме модулированных потоков металлов [4]. Выращенные структуры с КЯ InN/InGaN продемонстрировали на порядок лучшую температурную стабильность фотолюминесценции по сравнению с объемными слоями InN. Дальнейшим шагом в сторону получения стимулированного излучения от структур с КЯ InN / InGaN является определение оптимального дизайна, обеспечивающего наибольшее перекрытие волновых функций носителей заряда и наилучшую локализацию носителей заряда.

Методика эксперимента

Расчет зонной диаграммы для структур с КЯ InN(1–3 нм)/$In_xGa_{1-x}N$ (5 нм) с x = 0,7–0,9 был проведен *kp*-методом для трехзонного деформированного вьюрцита [5] в программном модуле ATLAS системы SILVACO TCAD. Такие параметры выбраны исходя из экспериментальных данных по критическим толщинам КЯ InN/InGaN [4, 6–8]. При расчете зонной диаграммы учитывается влияние спонтанной и пьезополяризации. Сжатие КЯ InN и растяжение барьера InGaN рассчитывались относительно среднего по периоду параметра решетки InN/InGaN. Все параметры InGaN-слоя, кроме параметра решетки и ширины запрещенной зоны, были определены в линейном приближении. Вся структура однородно легирована с концентрацией электронов $n_e = 1{,}5\cdot10^{19}$ см$^{-3}$. Такая n_e выбрана исходя из экспериментальных данных по КЯ InN/InGaN [4].

Результаты и их обсуждение

Согласно результатам моделирования в структурах с барьером $In_{0,9}Ga_{0,1}N$ (5 нм) при толщинах КЯ 1–3 нм у всех носителей заряда уровень размерного квантования располагается выше соответствующей носителю заряда зоны в барьере. В результате все носители заряда оказываются слабо локализованными в КЯ. При увеличении содержания Ga в барьере до 20% в КЯ появляются энергетические уровни для тяжелых дырок (hh), причем энергия локализации возрастает с ~ 15 мэВ для КЯ шириной 1 нм до ~60 мэВ для КЯ 3 нм. Дальнейшее увеличение содержания Ga-барьере до 30% увеличивает энергию локализации тяжелых дырок в ~3 раза по сравнению с содержанием Ga 20% в барьере, для каждой ширины КЯ 1–3 нм.

Улучшение локализации тяжелых дырок связано с увеличением разрывов зон между КЯ и барьером из-за увеличения ширины запрещенной зоны барьера. Несмотря на то что уровни размерного квантования легких дырок (lh) и электронов (e) располагаются выше соответствующих носителям заряда зон в барьере даже при содержании Ga 30% в барьере InGaN, при толщинах КЯ 1–3 нм, их волновые функции (ψ), согласно расчету, локализованы вблизи КЯ (рис. 1). Такая локализация связана с «треугольным» видом зонного потенциала, который вызван сильными встроенными электрическими полями. Последние возникают вследствие больших значений пьезоэлектрических констант и спонтанной поляризации, характерных для нитридов в вюрцитной фазе. С увеличением содержания Ga в барьере (и соответственно разрыва зон с КЯ) происходит улучшение локализации носителей заряда вблизи КЯ, что приводит к увеличению интеграла перекрытия волновых функций носителей заряда (Г) (рис. 2).

С ростом толщины КЯ улучшается локализация тяжелых дырок, однако интеграл перекрытия волновых функций тяжелых дырок, локализованных в КЯ, и электронов на нижнем уровне «треугольного» потенциала Г снижается из-за усиления квантово-размерного эффекта Штарка (рис. 2).

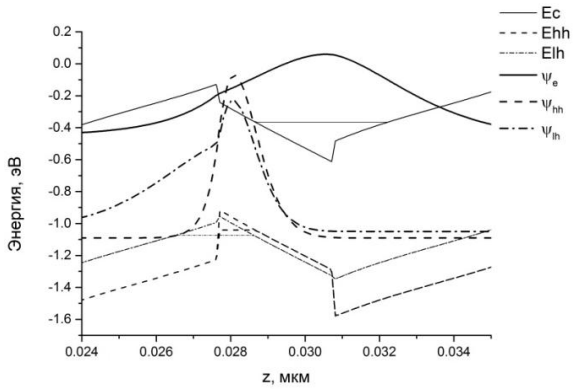


Рис. 1. Энергетическая диаграмма КЯ InN(3 нм)/$In_{0,7}Ga_{0,3}N$ (5 нм) и волновые функции носителей заряда

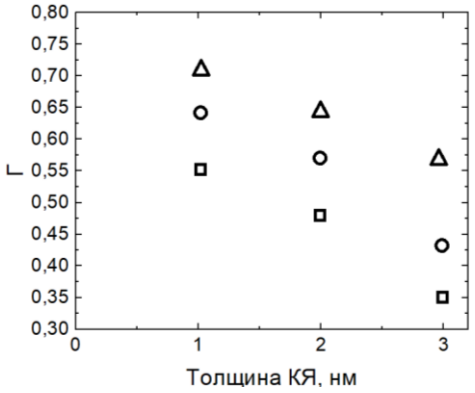


Рис. 2. Перекрытие волновых функций электронов и тяжелых дырок в зависимости от толщин КЯ InN при толщинах барьера InGaN 5 нм. Обозначения: квадрат – InN/$In_{0.9}Ga_{0.1}N$, кружок – InN/$In_{0.8}Ga_{0.2}N$, треугольник – InN /$In_{0.7}Ga_{0.3}N$

Энергии переходов, независимо от состава барьера, с увеличением толщины КЯ InN с 1 до 3 нм уменьшаются с ~0,9 эВ до ~0,7 эВ, что согласуется с опусканием уровня размерного квантования тяжелых дырок ко дну КЯ. Для тонких КЯ 1–2 нм рассчитанные энергии переходов близки к положению максимумов пиков фотолюминесценции (ФЛ) от структур с КЯ InN (1–2 нм) / $In_{0,8}Ga_{0,2}N$ (5–9 нм) [4]. Для КЯ 3 нм рассчитанная энергия перехода на ~150 мэВ меньше, чем положение максимума пика ФЛ от структуры с КЯ InN (3 нм)/ $In_{0,8}Ga_{0,2}N$ (9 нм) [4]. Это может быть объяснено тем, что «реальная» толщина КЯ в структуре несколько меньше, чем та, что была определена экспериментально.

Выводы

Таким образом, оптимальным дизайном, с точки зрения моделирования, являются КЯ InN(1 – 3 нм) / / $In_{0,7}Ga_{0,3}N$ (5 нм). Однако, как показывают экспериментальные работы [6, 7], критическая толщина КЯ $InN/In_xGa_{1-x}N$ с x = 0,7–0,75 составляет ~1 нм. Тем не менее даже такая тонкая КЯ обеспечивает высокую степень перекрытия волновых функций носителей заряда (Γ ~ 0,7) и высокую энергию локализации тяжелых дырок >> kT при комнатной температуре.

Финансирование

Работа выполнена с использованием оборудования ЦКП ИФМ РАН «Физика и технология микро- и наноструктур» при поддержке Российского научного фонда (грант РНФ № 24-22-00320).

Литература

1. G. B. Stringfellow // Journal of Crystal Growth. 2010. V. 312, no. 6. P. 735–749.

2. Б. А. Андреев, Д. Н. Лобанов, Л. В. Красильникова, К. Е. Кудрявцев, А. В. Новиков, П. А. Юнин, М. А. Калинников, Е. В. Скороходов, З. Ф. Красильник // ФТП. 2022. Т. 56, № 7. С. 700–704.

3. D. N. Lobanov, K. E. Kudryavtsev, M. I. Kalinnikov, L. V. Krasilnikova, P. A. Yunin, E. V. Skorokhodov, M. V. Shaleev, A. V. Novikov, B. A. Andreev, and Z. F. Krasilnik // Appl. Phys. Lett. 2021. V. 118. P. 151902.

4. S. L. Chuang // IEEE Journal of quantum Electronics. 1996. V. 32, no. 10. P. 1791–1800.

5. М. А. Калинников, Д. Н. Лобанов, К. Е. Кудрявцев, Б. А. Андреев, П. А. Юнин, Л. В. Красильникова, А. В. Новиков, Е. В. Скороходов, З. Ф. Красильник // ФТП. 2022. Т. 56, № 9. С. 444–450.

6. S. B. Che, Y. Ishitani, A. Yoshikawa // Physica Status Solidic. 2006. V. 3, no. 6. P. 1953–1957.

7. T. Ohashi, P. Holmström, A. Kikuchi, K. Kishino // Applied physics letters. 2006. V. 89, no 4.

8. S. Valdueza-Felip, S., L. Rigutti, F. B. Naranjo, P. Ruterana, J. Mangeney, F. H. Julien, Monroy // Applied Physics Letters. 2012. V. 101, no. 6.

Латеральные плазменные кристаллы: управление зонной структурой, светлые и темные моды, переход между режимами слабой и сильной связи

И. В. Горбенко, В. Ю. Качоровский*

Физико-технический институт им. А. Ф. Иоффе, Политехническая ул., 26, Санкт-Петербург, 194021
*kachor.valentin@gmail.com

Построена теория латерального плазменного кристалла (ЛПК), зонная структура которого может управляться напряжением на решетчатом затворе (или на двойной системе решетчатых затворов). Изучено прохождение терагерцового излучения через такую структуру. Показано, что в системе существуют так называемые светлые и темные резонансные плазмонные моды. Последние проявляются в спектре прохождения только при неоднородном возбуждении. Проанализированы разные режимы плазмонных возбуждений: *а* – режимы слабой и сильной связи, переход между которыми регулируется глубиной модуляции концентрации при подаче напряжения на решетчатый затвор; *б* – резонансный и супер-резонансный режимы, переход между которыми управляется добротностью плазменных осцилляций. Обсуждается недавний эксперимент по пропусканию терагерцового излучения через систему с решетчатым затвором на основе GaN/GaAlN [P. Sai et al., Phys. Rev. X, 2023]. Мы утверждаем, что этот эксперимент представляет собой первое свидетельство формирования плазмонного кристалла, зонная структура которого полностью контролируется затворным напряжением и магнитным полем. В частности, эксперимент позволяет проследить переход от режима слабой связи к режиму сильной связи, в полном соответствии с развитой нами теорией.

Введение

Активное изучение плазменных колебаний, т. е. быстрых колебаний электронной плотности, началось несколько десятилетий назад (см. обзор в работе [1]). Плазменные явления чрезвычайно интересны с фундаментальной точки зрения, а также обладают огромным потенциалом для различных приложений, в частности, для ТГц-электроники на основе высококачественных 2D-систем [2]. Для улучшения связи между ТГц-излучением и плазмонами можно использовать структуры с периодическими металлическими антеннами или двумерные многозатворные периодические структуры. Наиболее перспективны многозатворные структуры. Главное достоинство таких структур – возможность периодической пространственной модуляции концентрации электронов и, как следствие, плазменной скорости с амплитудой, контролируемой напряжениями на системах затворов. Периодическая модуляция приводит к образованию разрешенных и запрещенных зон для плазменных волн, распространяющихся в направлении модуляции, т. е. к возникновению латерального плазменного кристалла (ЛПК).

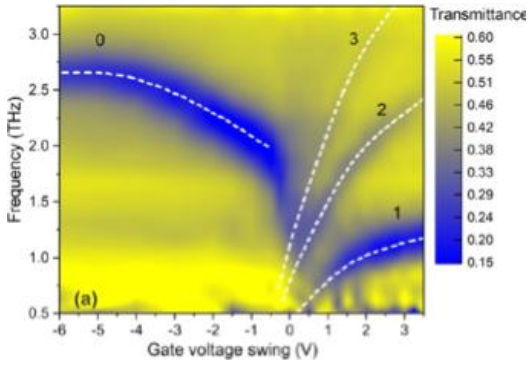


Рис. 1. Эксперимент. 2D-карта зависимости коэффициента прохождения через мульти-затворную структуру от напряжения на затворе (из работы [4])

Хотя идея создания ЛПК ранее обсуждалась теоретически [3], экспериментальное подтверждение существования ***перестраиваемого*** ЛПК появилось только в 2023 году [4]. Измерялся коэффициент прохождения T через 2D-структуру с решетчатым затвором на основе GaN/AlGaN. Меняя напряжение на решетчатом затворе, удалось обеднить часть областей 2D канала и перейти от режима слабой связи (слабая модуляция) в режим сильной связи (сильная модуляция), что привело к специфической зависимости коэффициента прохождения, который демонстрирует плазмонные резонансы при измении напряжения на затворе (рис. 1). Ширина резонансов определялась темпом релаксации импульса γ. Одна из целей настоящей работы – показать, что результаты [4] свидетельствуют о возникновении перестраиваемого ЛПК.

Результаты

В настоящей работе построена теория ЛПК, зонная структура которого может управляться напряжением на решетчатом затворе (или системе затворов). Рассмотрена простейшая модель, в которой области с высокой плазменной скоростью s_1 чередуются с областями с низкой плазменной скоростью s_2. Именно такая модель соответствует системе с двойным решетчатым затвором, позволяющим регулировать скорости s_1 и s_2 и соответствующие частоты ω_1 и ω_2 ($\omega_1 > \omega_2$).

Показано, что в системе существуют так называемые светлые и темные моды (рис. 2). Проанализированы условия возбуждения темных мод. Идентифицированы разные режимы плазмонных возбуждений (рис. 3): *а* – режимы слабой и сильной связи, переход между которыми регулируется глубиной модуляции концентрации, т. е. отношением s_2/s_1; *б* – резонансный и супер-резонансный режимы, переход между которыми управляется темпом затухания γ.

В резонансном режиме спектр прохождения содержит только резонансы на высокой частоте ω_1 и ее гармониках $(2n + 1)\omega_1$. В чистых структурах эти резонансы расщепляются, и появляется тонкая структура плазмонных пиков, расстояние между которыми равно удвоенной частоте ω_2, соответственно, система переходит в супер-резонансный режим.

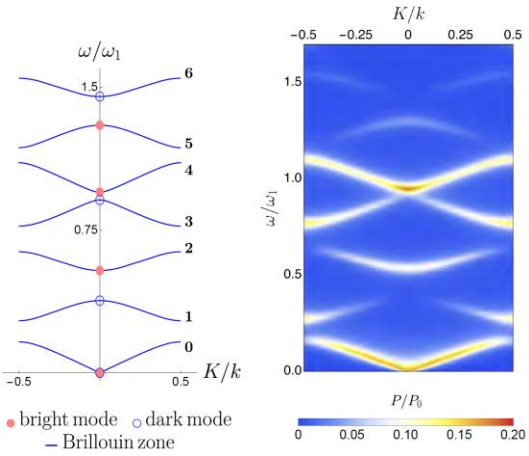


Рис. 2. Левая панель: спектр идеального ЛПК ($\gamma = 0$). Светлые и темные моды показаны соответственно красными жирными точками и пустыми кружками при $K = 0$. Правая панель: 2D карта плазмонных резонансов в диссипации P (поправка к T пропорциональна P) при возбуждении ТГц-сигналом. Ширина резонансов пропорциональна γ. Темные моды видны только при ненулевом K, т. е. при неоднородном возбуждении

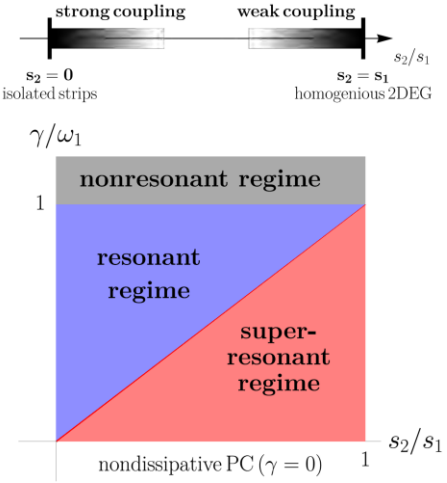


Рис. 3. Переход от режима сильной связи к режиму слабой связи по мере увеличения s_2/s_1 (сверху). Общая диаграмма диссипативного ЛПК, иллюстрирующая разные режимы оптического возбуждения при различной глубине модуляции и при разной добротности системы

На основании развитой теории удалось качественно объяснить эксперимент [4] (рис. 4).

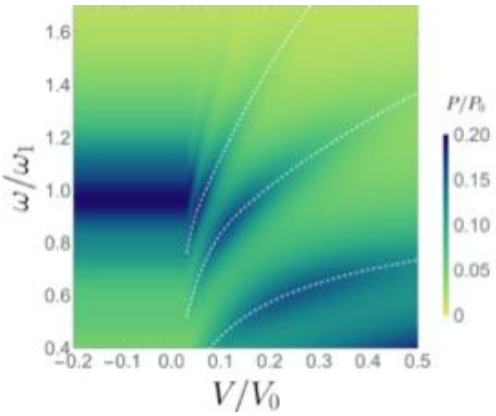


Рис. 4. Теория – переход от режима сильной связи в режим слабой связи. 2D карта диссипации качественно воспроизводит экспериментальный результат, показанный на рис. 1

Физическое объяснение экспериментальных результатов состоит в следующем. При обеднении канала под решетчатым затвором (т. е. при отрицательных затворных напряжениях) происходит одновременный переход в режим сильной связи и в резонансный режим, т. е. плазмонные супер-резонансы сливаются в один резонансный пик (см. рис. 1 и рис. 4).

Финансирование

Работа выполнена при поддержке гранта РНФ № 20-12-00147-П.

Литература

1. S. Maier. Plasmonics: Fundamentals and Applications. Springer Science, 2007.

2. M. Dyakonov and M. Shur // PRL. 1996. V. 71. P. 2465. // IEEE. 1996. V. 43. P. 380.

3. V. Yu. Kachorovskii, M. S. Shur // Appl. Phys. Lett. 2012. V. 100. P. 232108.

4. P. Sai, V. V. Korotyeyev, M. Dub, M. Słowikowski, M. Filipiak, D. B. But, Yu. Ivonyak, M. Sakowicz, Yu. M. Lyaschuk, S. M. Kukhtaruk, G. Cywiński and W. Knap // Phys. Rev. X. 2023. V. 13. P. 041003.

Гиперзвуковая томография графитизированных слоев, встроенных в алмаз

А. Ю. Клоков*, Н. Ю. Фролов, А. И. Шарков, Р. А. Хмельницкий, В. А. Дравин, С. И. Ченцов

Физический институт им. П. Н. Лебедева РАН, Ленинский пр., 53, Москва, 119991
*klokov@lebedev.ru

В работе представлены результаты применения пикосекундной акустики к исследованию структуры графитизированных слоев в природном алмазе. Измерены профили акустических свойств (например, волнового сопротивления) по глубине. Предложена методика восстановления трехмерной картины строения структуры по набору зависимостей коэффициента отражения от времени – гиперзвуковая томография.

Введение

Алмаз является перспективным материалом для фотоники, оптоэлектроники и МЭМС-устройств, в том числе содержащих квантовые эмиттеры, благодаря своим свойствам, таким как жесткость, прозрачность в широком диапазоне длин волн и относительно низкому затуханию звука на частотах до десятков гигагерц. Одним из элементов устройств на основе алмаза являются графитизированные слои, получаемые путем ионной имплантации с последующим отжигом. Акустические свойства таких слоев, например, скорость звука и вязкоупругое затухание, изучены недостаточно. Удобным неразрушающим методом исследования этих свойств является пикосекундная акустика, состоящая в оптическом возбуждении импульса когерентных фононов в слоистой структуре с последующей оптической регистрацией их распространения, в том числе отражения на интерфейсах. Для профилирования акустических свойств мы использовали метод максимального правдоподобия в рамках расчетов согласно модели оптоакустического отклика одномерной слоистой структуры на лазерное возбуждение. Акустические и оптические параметры слоев подбирались методом наименьших квадратов для достижения наилучшего согласия рассчитанных откликов с экспериментом. Проводя измерения с высоким латеральным разрешением, оказывается возможным реализовать гиперзвуковую томографию, т. е. получать трехмерное распределение параметров слоев по набору данных меньших размерностей.

Образцы и методика эксперимента

Объектом исследования были пластины природного алмаза типа Iab-ориентации (001), в которую через набор масок была выполнена имплантация ионов C^+ с энергией 350 кэВ с дозами имплантации от $4\cdot10^{15}$ см$^{-2}$ до $12\cdot10^{15}$ см$^{-2}$. На границах областей с высокими дозами имплантации из-за смещения масок относительно друг друга могли образовываться ступени шириной в несколько микрон с разными суммарными дозами. После отжига в вакууме при температуре ~1500 °C были сформированы пять областей с графитизированными слоями толщиной ~100–300 нм, расположенными на глубине от 200 до 400 нм.

Генерация и регистрация прихода импульсов когерентных фононов осуществлялись оптически, по схеме «возбуждение-зондирование», с помощью двухцветной интерферометрической методики [1], построенной на основе фемтосекундного Ti:Sa лазера (160 фс, 76 МГц). Излучение лазера разделялось на два пучка. Первый пучок после удвоения частоты (возбуждающий, 400 нм, 100 пДж) фокусировался на поверхности образца в пятно диаметром ~2 мкм. Второй пучок (зондирующий, 800 нм, 10 пДж) после прохождения оптической линии задержки использовался для регистрации изменения амплитуды и фазы коэффициента отражения, вызванного распространением импульса гиперзвука. Было использовано два способа возбуждения: облучение собственно графитизированных слоев либо нанесенной на поверхность алюминиевой пленки толщиной 50 нм. Размеры фокальных пятен возбуждающего и зондирующего пучков составляли ~2 мкм (на полувысоте). Образцы устанавливались на 3D-столе для пространственного сканирования с разрешением 1 мкм. Более подробное описание оптической схемы экспериментальной установки см. в работе [2].

Результаты

Регистрируемые отклики состоят из быстропеременной составляющей, вызванной приходом упругих волн на фоне медленно меняющегося фона, вызванного изменением температуры. При анализе откликов (зависимостей амплитуды и фазы от времени) медленная часть рассчитывалась по трехслойной термооптической модели и вычиталась, а затем строился спектр быстрой части. Типичный спектр откликов представляет собой набор пиков, частоты которых определяются свойствами структуры. Быстропеременная часть моделировалась путем решения уравнений движения в многослойной структуре в одномерной геометрии [3]. Решения получались в каждом отдельном слое, после чего сшивались на границах. Модельными параметрами являлись тепловые и упругие характеристики материала слоев, такие как теплопроводность, фототермический коэффициент, волновое сопротивление графитизированных слоев, скорость звука, их толщина и глубина залегания. Значения модельных параметров определялись в результате последовательной подгонки рассчитанных откликов к экспериментальным.

На рис. 1. показан пример спектров, полученных для дозы $12\cdot10^{15}$ см$^{-2}$, и их сравнение с модельным. Важно отметить, что спектральные линии амплитуды и фазы отклика не полностью совпадают друг с другом. Так, пики на частотах 45,5 и 102 ГГц проявляются только в спектре фазы, а пик на частоте 21 ГГц –

амплитуды. Это связано с особенностями формирования оптоакустического отклика структуры. Аналогичная ситуация наблюдается и для других доз имплантации.

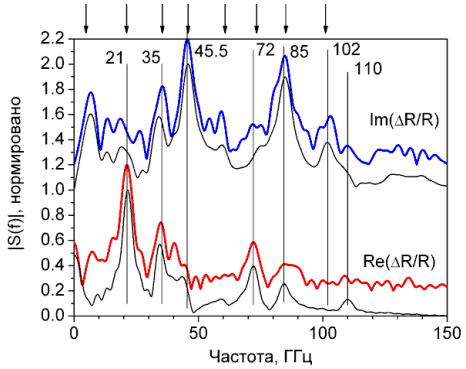


Рис. 1. Спектры фазы (сверху) и амплитуды (снизу) откликов, полученных при дозе $12 \cdot 10^{15}$ см$^{-2}$. Толстые линии – эксперимент, тонкие – результат моделирования

Набор спектральных компонент является уникальным для каждой дозы, в результате анализа получаются значения глубины залегания и толщины слоев, и проведение такого анализа в разных точках поверхности позволяет восстанавливать картины трехмерного строения структуры, то есть осуществлять ее гиперзвуковую томографию. На рис. 2 это показано на примере области с дозой $10 \cdot 10^{15}$ см$^{-2}$. На картине пространственного распределения интенсивности спектральной компоненты 20 ГГц отчетливо видно ступенчатое строение края области с разрешением ~1 мкм.

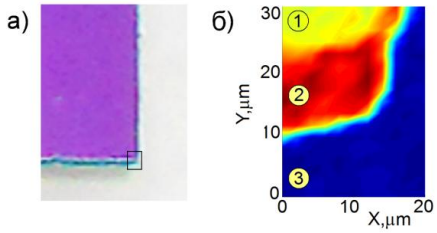


Рис. 2. Оптическая фотография края области с дозой имплантации $10 \cdot 10^{15}$ см$^{-2}$ (*а*). Черный прямоугольник показывает область сканирования гиперзвуковыми импульсами. *б* – пространственное распределение спектральной компоненты фазы отклика на частоте 20 ГГц. Цифры показывают номера спектров, приведенных на рис. 3

На рис. 3 показано сравнение спектров, зарегистрированных в точках, обозначенных на рис. 2, *б* цифрами со спектрами, зарегистрированными на областях с известными дозами имплантации. Таким образом, получено, что наблюдаемая ступень соответствует дозе $6 \cdot 10^{15}$ см$^{-2}$.

Обнаружено, что с увеличением дозы имплантации в диапазоне от $4 \cdot 10^{15}$ см$^{-2}$ до $12 \cdot 10^{15}$ см$^{-2}$ волновое сопротивление слоев снижается на 20%. Начиная с дозы $10 \cdot 10^{15}$ см$^{-2}$ становится заметной акустическая неоднородность слоев по толщине: внутри слоя волновое сопротивление изменяется более чем на 20%, достигая минимума в районе максимального радиационного повреждения (рис. 4).

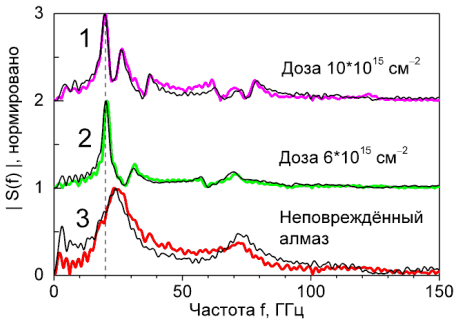


Рис. 3. Сравнение спектров фазы откликов, полученных в точках края области с дозой имплантации $10 \cdot 10^{15}$ см$^{-2}$, отмеченных цифрами на рис. 2, *б* (толстые линии) со спектрами, полученными на областях с известными дозами имплантации и на неповрежденном алмазе (тонкие линии)

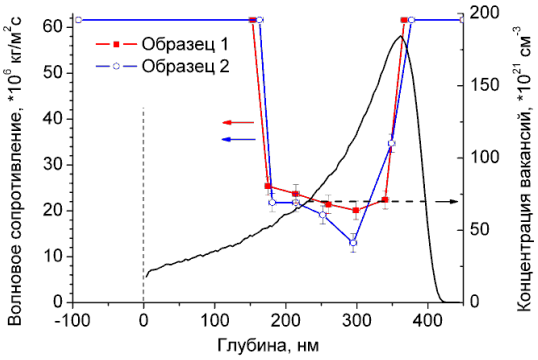


Рис. 4. Зависимость волнового сопротивления от глубины для дозы имплантации $10 \cdot 10^{15}$ см$^{-2}$. Волновое сопротивление графитизированного слоя примерно в 3 раза меньше, чем у алмаза. В пределах слоя волновое сопротивление имеет минимум вблизи максимума радиационного повреждения. Тонкая линия – расчет концентрации вакансий, образованных в результате имплантации.

Финансирование

Работа поддержана Министерством науки и высшего образования РФ № 075-15-2021-598 в ФИАН.

Литература

1. T. Tachizaki, T. Muroya, O. Matsuda, Y. Sugawara, D. H. Hurley, O. B. Wright // Rev. Sci. Instrum. (2006). V. 77. P. 043713.

2. A. Yu. Klokov, N. Yu. Frolov, A. I. Sharkov, S. N. Nikolaev, M. A. Chernopitssky, S. I. Chentsov, M. V. Pugachev, A. I. Duleba, A. V. Shupletsov, V. S. Krivobok, A. Yu. Kuntsevich // Nano Lett. (2022). V. 22. P. 2070–2076.

3. A. Yu. Klokov, V. S. Krivobok, A. I. Sharkov, V. A. Tsvetkov, V. P. Martovitskii, A. V. Novikov // J. Appl. Phys. (2020). V. 127 (15). P. 1–9.

Электронные свойства топологического изолятора Sb_2Te_2Se

Ю. Е. Коваленко[1,*], М. В. Якушев[1,2,3], В. И. Гребенников[1], В. А. Голяшов[4], В. В. Марченков[1,2], М. Орлита[5], К. А. Кох[6,7,8], О. Е. Терещенко[4,8], Т. В. Кузнецова[1,3]

[1]Институт физики металлов им. М. Н. Михеева УрО РАН, Екатеринбург, Россия
[2]Институт химии твердого тела УрО РАН, Екатеринбург, Россия
[3]Уральский федеральный университет имени первого Президента России Б. Н. Ельцина, Екатеринбург, Россия
[4]Институт физики полупроводников им. А. В. Ржанова СО РАН, Новосибирск, Россия
[5]Национальная лаборатория сильных магнитных полей (LNCMI), Гренобль, Франция
[6]Институт геологии и минералогии им. В. С. Соболева СО РАН, Новосибирск, Россия
[7]Кемеровский государственный университет, Кемерово, Россия
[8]Новосибирский государственный университет, Новосибирск, Россия
[*]yulya.khatchenko@mail.ru

Для топологического изолятора Sb_2Te_2Se получены законы дисперсии энергии с помощью метода ARPES, изучены магнитооптические и магнитотранспортные свойства. ARPES и оптическая спектроскопия показали, что соединение является широкозонным топологическим изолятором. В магнитооптических измерениях обнаружено подавление осцилляций Фабри – Перо в магнитном поле, связанное с эффектом Фарадея. В магнитотранспортных измерениях наряду с металлическим характером проводимости наблюдались осцилляции Шубникова – де Гааза, обусловленные топологическими поверхностными состояниями.

Топологические изоляторы (ТИ) – новый класс квантовых материалов, активно изучаемый в последние несколько лет. Эти материалы являются изоляторами в объеме, но имеют топологически защищенные спин-поляризованные проводящие состояния на поверхности [1]. Дисперсия энергии поверхностных состояний образует конусы Дирака с точкой Дирака на вершине. Наряду с фундаментальным интересом эти состояния имеют перспективы применения в спинтронике [2] и квантовой электронике [3].

Основным экспериментальным методом исследования топологических поверхностных состояний является фотоэмиссионная спектроскопия с угловым разрешением (ARPES – Angle-resolved photoemission spectroscopy). Другой возможностью обнаружения и исследования топологических поверхностных состояний является анализ квантовых осцилляций Шубникова – де Гааза. Однако многие ТИ не являются изоляторами в объеме из-за дефектов или примесей, которые приводят к сдвигу уровня Ферми в валентную зону или зону проводимости, что приводит к объемной проводимости. Преобладание объемной проводимости над поверхностной затрудняет обнаружение признаков поверхностных состояний в магнитотранспортных экспериментах. Большинство недавних исследований ТИ связаны с их нетривиальными свойствами. Однако их объемные электронные свойства могут также быть весьма необычными [4]. Интерес к объемным свойствам этих материалов обусловлен также их высокими эксплуатационными характеристиками в термоэлектрических устройствах.

В этой работе изучены электронные свойства топологического изолятора Sb_2Te_2Se, выращенного вертикальным методом Бриджмена с применением метода ARPES, а также магнитооптических и магнитотранспортных измерений. Спектры пропускания получены в Национальной лаборатории сильных магнитных полей (LNCMI, Гренобль, Франция) с использованием спектрометра Bruker IFS 66v/S FTIR. Магнитотранспортные измерения проводились в Атоминституте Венского технического университета (Atominstitut, TU Wien, Вена, Австрия) на автоматизированной установке на базе сверхпроводящего 17-Тл магнита «Oxford». Эксперименты по фотоэмиссионной спектроскопии с угловым разрешением проводились на ARPES-спектрометре в Институте физики полупроводников им. А. В. Ржанова (Новосибирск).

Результаты и выводы

В спектрах пропускания в инфракрасной области наблюдался край поглощения, плазменный край и осцилляции Фабри – Перо, обусловленные интерференцией в пленке образца. Применение магнитного поля приводило к закономерному монотонному уменьшению амплитуды осцилляций Фабри – Перо, особенно сильно в области высоких частот. Предполагается, что подавление осцилляций Фабри – Перо обусловлено фарадеевским вращением плоскости поляризации света при прохождении пленки в магнитном поле.

ARPES и оптическая спектроскопия показали, что соединение является широкозонным топологическим изолятором. Точка Дирака расположена внутри запрещенной зоны вдали от валентной зоны и зоны проводимости. В магнитотранспортных измерениях наряду с металлическим характером проводимости наблюдались осцилляции Шубникова – де Гааза на единственной частоте в магнитных полях выше 10 Тл. Результаты анализа осцилляций с использованием уравнения Лифшица – Косевича хорошо согласуются с дисперсией Дирака, полученной из ARPES-эксперимента, указывая на то, что осцилляции обусловлены топологическими поверхностными состояниями.

Финансирование. Работа выполнена в рамках госзадания по теме «Спин» № 122021000036-3.

Ю. Е. Коваленко благодарит Институт физики металлов им. М. Н. Михеева УрО РАН за поддержку ее работы по государственному заданию Минобрнауки РФ по теме «Спин», которая выполнялась в рамках молодежного проекта ИФМ УрО РАН № 32-23/мол.

Литература

1. M. Z. Hasan and C. L. Kane // Rev. Mod. Phys. **82**, 3045 (2010).
2. L. Fu and C. L. Kane // Phys. Rev. Lett. **100**, 096407 (2008).
3. J. E. Moore // Nature (London). **464**, 194 (2010).
4. M. Orlita, B. A. Piot, G. Martinez, N. K. Sampath Kumar, C. Faugeras, M. Potemski, C. Michel, E. M. Hankiewicz, T. Brauner, Č. Drašar, S. Schreyeck, S. Grauer, K. Brunner, C. Gould, C. Brüne and L. W. Molenkamp // Phys. Rev. Lett. **114**, 186401–1–5 (2015).

Рекомбинация Шокли – Рида – Холла через состояния вакансий ртути в узкозонных растворах HgCdTe при испускании одиночного оптического фонона

Д. В. Козлов[1,2,*], В. В. Румянцев[1,2], А. А. Янцер[1,2], С. В. Морозов[1,2], В. И. Гавриленко[1,2]

[1]Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, 7, д. Афонино, Кстовский р-н, Нижегородская обл., 603087
[2]Нижегородский государственный университет им. Н. И. Лобачевского, пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950
*dvkoz@ipmras.ru

Целью настоящей работы является расчет времени рекомбинации Шокли – Рида – Холла (ШРХ) при захвате носителей заряда на состояния вакансии ртути в твердых растворах HgCdTec шириной запрещенной зоны около 40 мэВ при испускании одиночного оптического фонона. Установлено, что при T = 4,2 К и T = 77 К рекомбинация ШРХ определяет общее время жизни носителей в материале p-типа при концентрации центров рекомбинации более ~$2\cdot10^{15}$ см$^{-3}$, что позволяет управлять временем жизни носителей путем изменения концентрации вакансий ртути.

На протяжении нескольких десятилетий HgCdTe остается одним из основных материалов для детектирования инфракрасного излучения [1]. Поскольку HgTe имеет фактически нулевую ширину запрещенной зоны, в приемниках на основе растворов HgCdTe с высоким содержанием Hg в принципе достижимы рабочие длины волн более 25 мкм. Однако существуют фундаментальные ограничения на детектирующую способность материала, связанные с временем жизни носителей. С уменьшением ширины запрещенной зоны ускорение процессов безызлучательной рекомбинации приводит к уменьшению времени жизни носителей и соответствующему снижению чувствительности. В узкозонных HgCdTe в процессах безызлучательной рекомбинации велика роль рекомбинации Шокли – Рида – Холла (ШРХ), связанной с дефектными/примесными центрами, которые всегда присутствуют в HgCdTe, по крайней мере, за счет вакансий ртути.

В настоящей работе мы сосредоточимся на рассмотрении процессов рекомбинации ШРХ в материале с шириной запрещенной зоны от 35 до 40 мэВ. Соответствующий данным энергиям диапазон длин волн (от 30 до 35 мкм) представляется следующим естественным «рубежом» для продвижения приемников на основе HgCdTe в длинноволновую область. В качестве центра рекомбинации будет рассмотрен A_2^{-1}-центр (частично ионизованная вакансия ртути) с энергией ионизации 20 мэВ, обнаруженный ранее в серии работ по исследованию эпитаксиальных слоев HgCdTe, выращенных методом МЛЭ [2]. Таким образом, в рассматриваемом случае захват как дырки, так и электрона на состояние может происходить с испусканием одного оптического фонона. Показано, что времена захвата дырок на три порядка меньше времени переходов электронов из зоны проводимости. Таким образом, время рекомбинации ШРХ определяется временем захвата электронов на акцепторные состояния.

Были рассчитаны частоты захвата электронов из зоны проводимости на A_2^{-1}-центры при испускании одиночных оптических фононов. Расчет проводился методом, развитым в работе [3]. Отметим, что в отличие от процесса захвата дырок на акцепторные уровни, захват электронов может происходить только напрямую на основной уровень акцептора, поскольку нет промежуточных между зоной проводимости и основным акцепторным состоянием уровней. Расчет частоты захвата электронов из валентной зоны проводился на основной уровень A_2^{-1}-центра, расположенный на 20 мэВ выше края валентной зоны. При этом, поскольку энергии оптических фононов лежат в пределах от 15 до 17,5 мэВ для HgTe-подобного фонона и от 18 до 20 мэВ для CdTe-подобного фонона, переходы электронов на основное состояние A_2^{-1}-центра будут происходить, если ширина запрещенной зоны E_g находится в пределах от 35 до 40 мэВ.

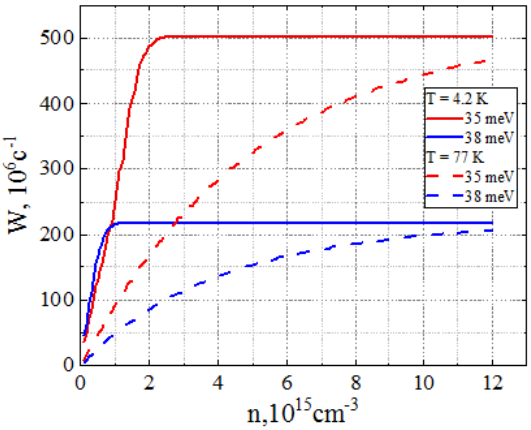


Рис. 1. Рассчитанные частоты переходов электронов из зоны проводимости на A_2^{-1}-центр в зависимости от их концентрации при различных значениях ширины запрещенной зоны HgCdTe (приведены в легенде)

На рисунке 1 представлены рассчитанные частоты переходов из зоны проводимости на A_2^{-1}-центр в зависимости от концентрации электронов в зоне при различных значениях E_g и температуры T. Видно, что при низкой концентрации наблюдается линейный рост интенсивности переходов, выходящий на насыщение выше некоторой концентрации электронов. Это связано с тем, что переходы на акцепторные состояния возможны для носителей, имеющих кинетическую энергию в определенном диапазоне. Для ширины запрещенной зоны 38 мэВ это не более 20 – 18 = 2 мэВ (разница между максимальной энергией оптического фонона и величиной энергетического зазора между краем зоны проводимости и акцепторным уровнем), а для ширины запрещенной зоны 35 мэВ не более 20 – 15 = 5 мэВ. С увеличением концентрации частота переходов сначала растет из-за

увеличения числа частиц, испускающих фононы, а затем, когда уровень Ферми оказывается выше края зоны более, чем на 2 (5) мэВ и число частиц, участвующих в переходах, становится постоянным, – рост частоты переходов прекращается. При температуре жидкого азота зависимость частоты переходов от концентрации носителей в зоне более плавная из-за размытия функции распределения электронов в зоне проводимости при повышении температуры. Видно, что время испускания оптического фонона при захвате электронов на центр A_2^{-1} для достаточно высокой концентрации носителей в зоне оказывается порядка 2–5 нс. Как уже отмечалось, время захвата электронов на A_2^{-1}-центр вакансии ртути оказалось на три порядка больше времени захвата дырок. Поэтому можно ожидать, что время рекомбинации ШРХ определяется переходами электронов. В этом случае время ШРХ-рекомбинации можно рассчитать по следующей формуле:

$$\tau_{SRH} = \tau_{ph}\left(\frac{n}{N_{A_2^{-1}}}\right).$$

Здесь τ_{SRH} – время релаксации числа электронов в зоне проводимости, τ_{ph} – время испускания фонона при захвате на один центр, $N_{A_2^{-1}}$ – концентрация A_2^{-1}-центров, n – концентрация электронов. Таким образом, чтобы рассчитать время ШРХ-релаксации в узкозонных HgCdTe-слоях, нужно знать не только время испускания фонона, но и число центров захвата носителей, т. е. число A_2^{-1}-центров. Число таких центров складывается из равновесного числа A_2^{-1}-центров и числа центров, сгенерированных возбуждающим излучением ($N^G_{A_2^{-1}}$):

$$N_{A_2^{-1}} = N^P_{A_2^{-1}} + N^G_{A_2^{-1}}.$$

Расчет показал, что время рекомбинации ШРХ определяет общее время жизни носителей в материале p-типа с концентрацией вакансий ртути более ~$2\cdot10^{15}$ см$^{-3}$ как при температуре жидкого гелия, так и при температуре жидкого азота. Поскольку рекомбинация ШРХ оказывается главным механизмом рекомбинации электронов и дырок как при температуре жидкого гелия, так и при температуре жидкого азота в технологически достижимом диапазоне концентраций вакансий ртути, варьирование такой концентрации позволяет управлять временем жизни носителей, в том числе в суб-нс диапазоне.

Работа выполнена при поддержке РНФ (№ 22-12-00298).

1. W. Lei, J. Antoszewski, L. Faraone, Applied Physics Reviews. **2**(4), 041303 (2015).

2. A. Ikonnikov, V. Rumyantsev, et al. // Semiconductor Science and Technology. **38**(8), 085003 (2023).

3. Д. В. Козлов, Т. А. Уаман Светикова и др. // Письма в ЖЭТФ. **113**(6), 399 (2021).

Исследование структуры и светоизлучающих свойств ионно-синтезированных нановключений оксида галлия

Д. С. Королев*, К. С. Матюнина, А. А. Никольская, Р. Н. Крюков, А. А. Сушков, Д. А. Павлов, Д. И. Тетельбаум

Нижегородский государственный университет им. Н. И. Лобачевского, пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603022
*dmkorolev@phys.unn.ru

Проведено исследование состава, структуры и светоизлучающих свойств ионно-синтезированных нанокристаллов Ga_2O_3 в диэлектрической матрице SiO_2/Si. Показано образование связей Ga-O даже в отсутствие постимплантационного отжига. Отжиг при температуре 900 °C приводит к увеличению концентрации галлия в состоянии стехиометрического оксида, что сопровождается образованием нанокристаллических включений, выявленных методом просвечивающей электронной микроскопии. Исследование фотолюминесцентных свойств выявило появление полосы излучения в области 400–550 нм. Привлечение методики спектроскопии возбуждения фотолюминесценции подтвердило, что за наблюдаемую люминесценцию ответственно возбуждение между валентной зоной и зоной проводимости в нанокристаллах Ga_2O_3.

Введение

Одним из бурно развивающихся направлений современной физики и техники полупроводников является поиск новых материалов для применения в таких областях, как силовая электроника, фотоника УФ-диапазона, газовая сенсорика. Главным претендентом на роль такого материала на сегодняшний день является оксид галлия – широкозонный полупроводник с шириной запрещенной зоны ~4,7 эВ, который рассматривается в качестве основного материала электроники 4-го поколения [1]. К настоящему времени созданы технологии роста объемных подложек β-Ga_2O_3, однако сложность и дороговизна этих технологий ограничивают их практическое применение. Технологии роста тонких пленок (в том числе эпитаксиальных) оксида галлия на подложках хотя и широко исследуются, но уровень пока достаточно далек для коммерческого применения. Другой подход к получению материалов на основе оксида галлия заключается в синтезе наноразмерных включений данного материала. Однако к настоящему моменту развиты только химические методы синтеза, несовместимые с микроэлектроникой. В нашей работе предлагается новый метод получения таких материалов – ионный синтез нанокристаллических включений Ga_2O_3 в диэлектрических матрицах на подложках кремния. Ранее нами была продемонстрирована возможность получения нанокристаллов оксида галлия в матрицах SiO_2 и Al_2O_3 [2]. В настоящей работе приведены результаты исследования структуры и светоизлучающих свойств ионно-синтезированных нанокристаллов Ga_2O_3.

Методика эксперимента

Ионно-лучевой синтез представляет собой двухстадийный процесс – облучение ионами фазообразующих элементов (галлия и кислорода) и последующий высокотемпературный отжиг. В качестве исходных образцов использовались пленки SiO_2 на подложках кремния, полученные методом электронно-лучевого испарения. Имплантация ионов галлия проводилась с энергией 80 кэВ и дозой $5\cdot10^{16}$ см$^{-2}$, ионов кислорода – с энергией 23 кэВ и дозой $6\cdot10^{16}$ см$^{-2}$ при вариации порядка облучения ионами. Последующий отжиг проводился как последовательно при температурах 300, 500, 700, 900 и 1000 °C (по 30 мин), так и однократно при температуре 900 °C (30 мин) в атмосферах N_2 и O_2.

Состав образцов до и после отжига исследовался методом рентгеновской фотоэлектронной спектроскопии (РФЭС) с ионным травлением по глубине. Для анализа была выбрана фотоэлектронная линия Ga_{2p}. Фотолюминесцентные свойства изучались в стандартной схеме с синхронным детектированием с возбуждением на длине волны ~245 нм. Спектры возбуждения фотолюминесценции (ФЛ) измерялись с использованием широкополосного плазменного источника излучения на основе ксеноновой лампы и монохроматора для сканирования длины волны возбуждающего света. Структура синтезированных образцов изучалась с помощью просвечивающей электронной микроскопии (ПЭМ) поперечного среза.

Результаты

Исследование состава имплантированных образцов методом РФЭС продемонстрировало образование связей Ga-O, что является необходимым условием для формирования нанокристаллических включений Ga_2O_3, даже в образцах в отсутствие постимплантационного отжига. При этом до отжига галлий находится преимущественно в состоянии с недостатком кислорода Ga_2O. После отжига происходит дополнительное окисление галлия, причем существенно возрастает концентрация галлия в состоянии стехиометрического оксида Ga_2O_3. Однако наибольшее содержание галлия в стехиометрическом состоянии достигается в случае отжига имплантированных образцов в атмосфере кислорода. На поперечном срезе этого образца методом ПЭМ обнаружено формирование нанокристаллических включений, причем их положение по глубине коррелирует с данными РФЭС по распределению внедренного галлия (рис. 1). Расшифровка изображений с определением межплоскостных расстояний для нанокристаллов продемонстрировала, что в данной системе происходит формирование нанокристаллов двух различных фаз – β- и γ-Ga_2O_3.

Исследование светоизлучающих свойств облученных образцов без отжига не выявило появление каких-либо люминесцентных линий. Однако после отжига при температурах выше 500 °C в спектре по-

является полоса в области 400–550 нм, которая связывается с образованием нанокристаллов Ga_2O_3. Природа этой линии обусловлена, согласно литературным данным, рекомбинацией донорно-акцепторных пар, где в качестве донора выступает вакансия кислорода, а в качестве акцептора – пара вакансий галлия и кислорода. При этом форма спектра и интенсивность люминесценции существенно зависят от условий ионного синтеза и последующей термообработки.

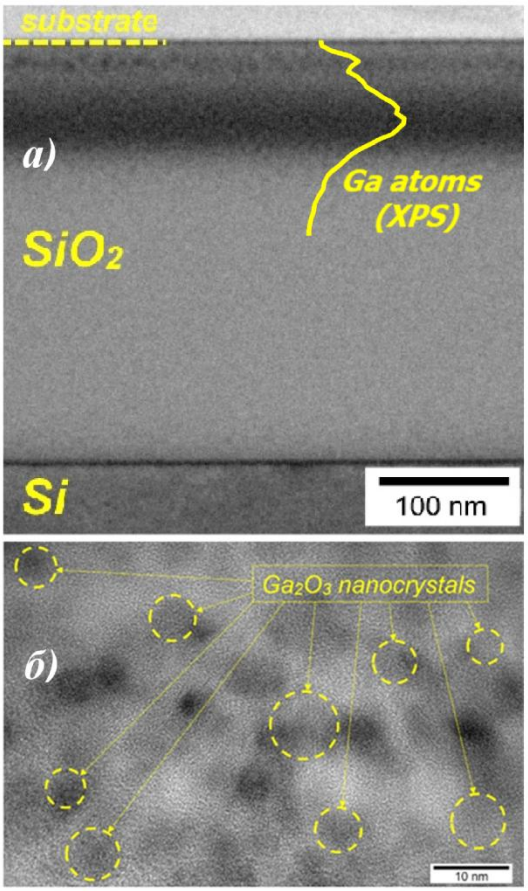


Рис. 1. Снимок ПЭМ поперечного сечения образца SiO_2/Si, облученного ионами $Ga^+ \rightarrow O^+$, после отжига при температуре 900 °C в атмосфере кислорода, совмещено с профилем распределения галлия, полученного методом РФЭС (*а*). Снимок ПЭМ высокого разрешения, на котором отмечены синтезированные нанокристаллы Ga_2O_3 (*б*)

Для установления возможной природы наблюдаемой ФЛ были проведены исследования методом спектроскопии возбуждения ФЛ. На спектре ФЛ при возбуждении с длиной волны 245 нм выявлено наличие широкой полосы ФЛ в области 400–550 нм с максимумом на длине волны ~480 нм, что соответствует энергии фотонов ~2,6 эВ (рис. 2). При изучении спектров возбуждения для этой длины волны обнаружена линия в УФ-диапазоне спектра с максимумом на длине волны ~255 нм. Это соответствует энергии фотонов ~4,8 эВ, что совпадает с величиной ширины запрещенной зоны оксида галлия. Данный факт свидетельствует в пользу того, что появление ФЛ в данной системе обусловлено возбуждением носителей в зону проводимости оксида галлия.

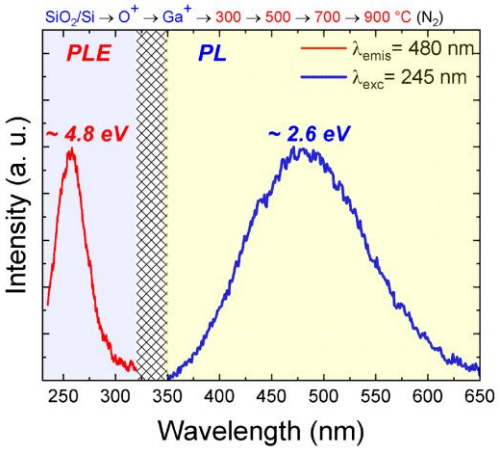


Рис. 2. Спектр возбуждения ФЛ для образца SiO_2/Si, облученного $Ga^+ \rightarrow O^+$ после отжига при 900 °C. Длина волны возбуждения для спектра ФЛ – 245 нм, для спектра возбуждения ФЛ длина волны эмиссии – 480 нм

Выводы

Исследован состав, структура и светоизлучающие свойства ионно-синтезированных нанокристаллов оксида галлия в матрице SiO_2/Si. Продемонстрировано, что длина волны возбуждения люминесценции, наблюдаемой в таких структурах, соответствует ширине запрещенной зоны нанокристаллов Ga_2O_3.

Финансирование

Исследование выполнено при поддержке гранта Российского научного фонда № 21-79-10233, https://rscf.ru/project/21-79-10233/.

Литература

1. S. J. Pearton, J. Yang, P. H. Cary, et al. // Appl. Phys. Rev. 2018. V. 5. P. 011301.
2. D. S. Korolev, K. S. Matyunina, A. A. Nikolskaya, et al. // Nanomaterials. 2022. V. 12. P. 1840.

Одновременная генерация слабо и сильно асимметричных мод в сверхизлучающем лазере с низкодобротным комбинированным резонатором

Е. Р. Кочаровская*, Вл. В. Кочаровский

Институт прикладной физики РАН им. А. В. Гапонова-Грехова, ул. Ульянова, 46, Нижний Новгород, 603950
*katya@ipfran.ru

С использованием уравнений Максвелла – Блоха проведено численное моделирование одно- и многомодовых режимов асимметричной генерации сверхизлучающего лазера с однородно уширенной спектральной линией двухуровневой активной среды, помещенной в низкодобротный комбинированный резонатор Фабри – Перо с одинаковыми зеркалами и распределенной обратной связью встречных волн. Показана возможность одновременной генерации одной мощной сильно асимметричной поляритонной моды в центре спектральной линии и нескольких более слабых практически симметричных мод (поляритонных и/или электромагнитных) за пределами спектральной линии активной среды.

Введение

В сверхизлучающих лазерах даже с однородно уширенной двухуровневой активной средой спектральный состав излучения определяется не только взаимодействием мод электромагнитного поля резонатора с колебаниями поляризации, т. е. колебаниями плотности оптических дипольных моментов активных центров, но и когерентной пространственно-временной динамикой инверсии населенностей энергетических уровней этих центров. Для таких лазеров, в отличие от традиционных, иерархия $T_E \lesssim T_2 \lesssim T_1$ времен жизни поля, поляризации и инверсии населенностей, соответственно, обеспечивает нетрадиционное проявление нелинейных эффектов насыщения в известных уравнениях Максвелла – Блоха (см., например, [1, 2]). Одним из подобных эффектов является возникновение глубокой полуволновой решетки инверсии населенностей, формируемой встречными волнами в резонаторе Фабри – Перо (ФП), с необходимостью являющимся низкодобротным при реализации сверхизлучательной генерации. При превышении лазерного порога эта генерация обычно обусловлена одной сильной поляритонной модой, частота которой близка к центру спектральной линии активной среды, а структура существенно изменена брэгговским рассеянием на указанной неоднородной решетке, по сравнению со структурой данной моды в резонаторе с однородно инвертированной активной средой.

Лазерная поляритонная мода может иметь очень узкий спектр с шириной меньше величины $T_2^{-} \lesssim T_E^{-1}$. При значительном превышении лазерного порога спектр генерации может уширяться вследствие нелинейной модуляции и обогащаться из-за возбуждения более слабых поляритонных или электромагнитных мод вне спектральной линии активной среды. При этом для широкой области параметров оказывается, что даже в резонаторе с одинаковыми или не сильно отличающимися коэффициентами отражения противоположных зеркал мощная «центральная» мода является сильно асимметричной из-за асимметричного расположения согласованной с ней решетки инверсии населенностей. Вместе с тем, менее мощные «боковые» моды практически не рассеиваются на указанной решетке и являются почти симметричными, хотя тоже неоднородными из-за значительного отличия коэффициента отражения зеркал R от 1 ($R \lesssim 0{,}5$).

Спектр сверхизлучательной генерации

В докладе дано описание спектров указанной сверхизлучательной генерации с сильно нарушенной зеркальной симметрией излучения основной поляритонной моды и возможностей управлять частотным составом подобного излучения путем изменения параметров низкодобротного комбинированного резонатора ФП-РОС, образованного резонатором ФП с распределенной обратной связью (РОС) встречных волн на периодической модуляции либо диэлектрической проницаемости матрицы активной среды, либо характеристик волноведущих слоев лазера. Автомодуляционные режимы установившейся генерации и их спектр, а также фактор асимметрии излучения r, равный среднему отношению интенсивностей излучения из противоположных торцов лазера, во многом определяются пространственно-временной структурой самосогласованной решетки инверсии населенностей. Спектры исследовались путем численного решения нелинейных и линеаризованных уравнений Максвелла – Блоха для двухуровневой модели лазера с резонатором ФП-РОС; см. работы [1, 2], где даны определения и обозначения используемых ниже величин, так или иначе нормированных на кооперативную частоту ν_c, например, $\Gamma_2 = 1/(\nu_c T_2)$.

Важнейшими управляющими параметрами являются коэффициент отражения зеркал R и коэффициент РОС β, а также отстройки центра спектральной линии активной среды от резонансной брэгговской частоты РОС. Существенно, что рассеяние встречных волн основной поляритонной моды на заданной резонатором РОС конкурирует с их рассеянием на самосогласованной решетке инверсии населенностей. Следовательно, от брэгговской частоты и коэффициента РОС зависят структура и динамика основной поляритонной моды. Эти величины, коэффициенты отражения зеркал, длина L резонатора ФП-РОС определяют частоты остальных поляритонных и электромагнитных мод, которые могут возбуждаться за счет резонансных Раби-осцилляций активных центров в сильном квазимонохроматическом поле основной поляритонной моды. Простейший пример спектра сверхизлучающего лазера в установившемся автомодуляционном режиме асимметричной генерации с фактором $r \approx 3{,}5$ в условиях достаточно большого превышения лазерного порога представлен на рис. 1 для случая совпадения центра спектральной линии

активной среды с частотой одной из парциальных мод резонатора ФП и совпадения брэгговской частоты РОС с частотой соседней парциальной моды резонатора ФП. Как видим, степень асимметрии «боковых» мод, в отличие от «центральной», незначительна (ср. 3, 4 и 5, 6 на рис. 1).

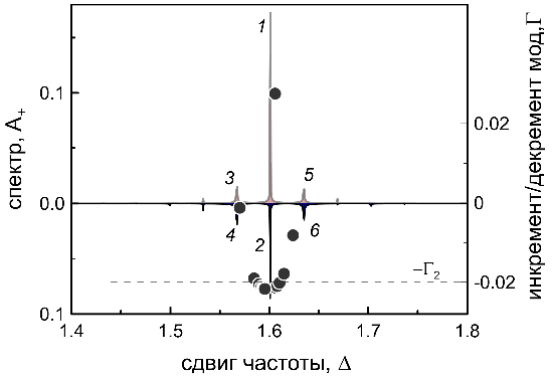


Рис. 1. Поляритонные моды в асимметричной генерации сверхизлучающего лазера с резонатором ФП-РОС длиной $L = 2$ при коэффициентах РОС $\beta = 0{,}3$ и отражения зеркал $R = 0{,}2$. Амплитудный спектр полей волн, бегущих вправо A_+ (1, 3, 5) и влево A_- (2, 4, 6). Точками показаны инкременты/декременты мод Γ, вычисленные при однородной инверсии населенностей, равной ее среднему значению $\langle \bar{n} \rangle = 0{,}05$ в установившемся нелинейном режиме. Горизонтальной линией показан уровень $-\Gamma_2 = -0{,}02$

Влияние параметров резонатора

Особого внимания заслуживает влияние коэффициентов РОС и отражения зеркал резонатора ФП-РОС на характеристики самосогласованной полуволновой решетки инверсии населенностей, прежде всего, ее амплитуду n_g и положение ζ_g пика, смещенного к одному из зеркал резонатора и играющего роль локального брэгговского зеркала. Примеры управления режимами сверхизлучательной асимметричной генерации представлены на рис. 2 для того же случая отстройки центра спектральной линии активной среды от брэгговской частоты РОС, что и на рис. 1.

Как видим, увеличивая отражения на зеркалах при фиксированном коэффициенте РОС $\beta = 0{,}3$, можно поднять фактор асимметрии до значений $r \approx 10$ (рис. 2, *а*). Однако с достижением достаточно большого времени жизни фотона в резонаторе $T_E \geq T_2/25$, при $R > 0{,}4$ регулярная решетка инверсии населенностей разрушается и генерация переходит в сложный квазихаотический режим переключения между асимметричными многомодовыми состояниями.

Вместе с тем с ростом коэффициента РОС β при фиксированном коэффициенте отражения зеркал $R = 0{,}2$ (рис. 2, *б*) характеристики установившейся асимметричной генерации изменяются иначе. Сначала асимметрия «центральной» моды падает, а амплитуды «боковых» мод увеличиваются. При значении $\beta \approx 0{,}4$ в спектре появляется дополнительная пара мод, фактор асимметрии становится небольшим, $r \approx 3$, а генерация теряет стабильность и спонтанно переключается между высвечиванием более сильной волны то вправо, то влево. С дальнейшим увеличении коэффициента РОС генерация стабилизируется и фактор асимметрии снова начинает расти. При этом модовый состав обогащается, и в генерации участвуют не только поляритонные моды с малыми декрементами, но и электромагнитные с большими декрементами.

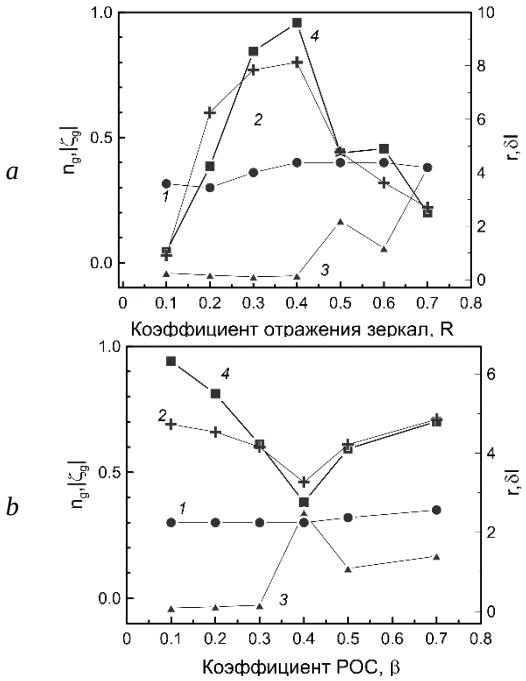


Рис. 2. Влияние отражений (*а*) на зеркалах резонатора и (*b*) распределенных вдоль образца активной среды на характеристики установившейся асимметричной генерации лазера с $L = 2$ и $\Gamma_2 = 0{,}02$: средние значения максимума полуволновой решетки n_g (*1*) инверсии населенностей и ее положения внутри резонатора ζ_g (*2*), наибольшую относительную модуляцию интенсивности δI (*3*), фактор асимметрии излучения r (*4*). Зависимость приведенных характеристик для фиксированного значения коэффициента РОС $\beta = 0{,}3$ (*а*). Зависимость приведенных характеристик для фиксированного значения коэффициентов отражения зеркал $R = 0{,}2$ (*b*)

Выводы

Таким образом, показана возможность управления характеристиками одновременной генерации одной мощной сильно асимметричной моды в центре спектральной линии и нескольких более слабых практически симметричных мод за пределами спектральной линии активной среды сверхизлучающего лазера.

Финансирование

Работа выполнена при поддержке гранта РНФ № 21-72-30027.

Литература

1. Вл. В. Кочаровский, В. В. Железняков, Е. Р. Кочаровская, В. В. Кочаровский // УФН. 2017. Т. 187(4), 367–410.

2. Е. Р. Кочаровская, А. В. Мишин, Вл. В. Кочаровский, В. В. Кочаровский // ФТП. 2022. Т. 56(7), 651–658.

Нелинейные эффекты самосогласованной полуволновой решетки инверсии населенностей активной среды в асимметричной одномодовой генерации лазеров с низкодобротными комбинированными резонаторами

Вл. В. Кочаровский*, Е. Р. Кочаровская

Институт прикладной физики РАН им. А. В. Гапонова-Грехова, ул. Ульянова, 46, Нижний Новгород, 603950
*kochar@ipfran.ru

На основе проведенного численного моделирования и найденных аналитических решений уравнений Максвелла – Блоха дан сравнительный анализ одномодовой генерации в стационарном и автомодуляционном режимах для различных классов лазеров (B, C, D), обладающих низкодобротными асимметричными резонаторами Фабри – Перо с распределенной обратной связью встречных волн. Основное внимание уделено ожидаемым нелинейным эффектам, вызванным формированием встречными волнами согласованной полуволновой решетки инверсии населенностей активной среды.

В лазерах с резонаторами Фабри – Перо, обладающими в общем случае разными коэффициентами отражения $R_{1,2}$ противоположных зеркал и дополненными распределенной обратной связью (РОС) встречных волн, неизбежно формируется нелинейная полуволновая решетка инверсии населенностей активной среды. В большинстве лазеров, хотя и имеющих большое время жизни инверсии населенностей T_1, влияние этой решетки на свойства генерируемых (и создающих ее) встречных волн является слабым, поскольку ее амплитуда пропорциональна малому времени фазовой релаксации T_2 (обычно $T_2 << T_1$) поляризации активной среды, т. е. плотности оптических дипольных моментов активных центров.

Однако в лазерах класса C и D, где время фазовой релаксации T_2 больше или порядка времени жизни T_E фотонов в резонаторе (являющемся низкодобротным), указанная самосогласованная решетка может существенно влиять на взаимодействие и конкуренцию встречных волн. Эта решетка играет роль распределенного в пространстве неоднородного брэгговского зеркала, обладающего полуволновой модуляцией действительной и мнимой частей диэлектрической проницаемости активной среды. В результате генерация лазера существенно зависит от сформированной решетки. В частности, в слабо асимметричном резонаторе, где отличия коэффициентов отражения зеркал R_1 и R_2, казалось бы, незначительны, одномодовый режим генерации может быть сильно асимметричным по отношению к излучению из противоположных торцов и нестационарным, автомодуляционным.

Результаты

В докладе дан обзор нелинейных эффектов, обусловленных согласованной полуволновой решеткой инверсии населенностей, и указаны требования, при выполнении которых эти эффекты являются значительными. Представленные результаты являются оригинальными и основаны на найденном нами аналитическом стационарном решении уравнений Максвелла – Блоха и проведенном численном моделировании их слабо автомодуляционных решений для лазеров с низкодобротными комбинированными асимметричными резонаторами Фабри – Перо – РОС.

Обсуждается влияние параметров активной среды, накачки и резонатора, особенно его РОС, на характеристики полуволновой решетки. Установлены условия и представлены характерные примеры, в которых указанная решетка качественно изменяет свойства асимметричной генерации лазера и пространственную структуру электромагнитных полей и поляризации активной среды в резонаторе (рис. 1 и 2).

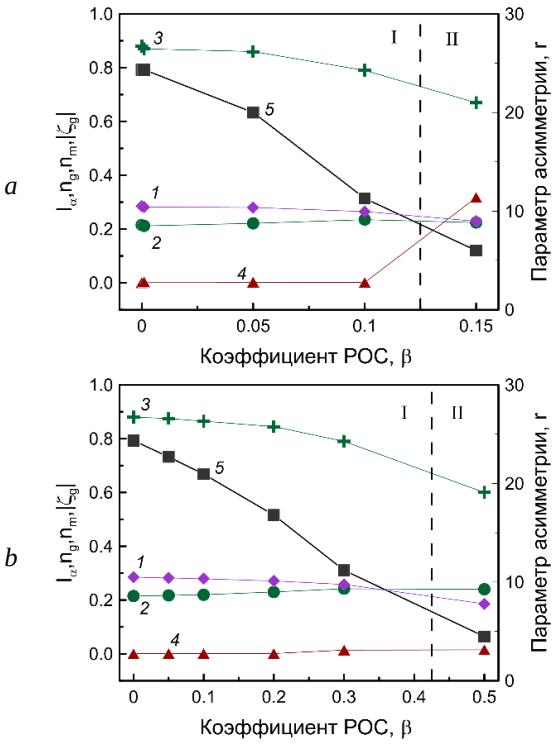


Рис. 1. Зависимость характеристик установившейся генерации от коэффициента РОС β: средних значений максимумов плавно неоднородной компоненты n_m (*1*) и полуволновой решетки n_g (*2*) инверсии населенностей, их положения в резонаторе ζ_g (*3*), наибольшей относительной модуляции интенсивности I_α (*4*), фактора асимметрии излучения r (*5*). Вертикальная линия разделяет зоны стационарной генерации (I) и автомодуляции (II). В обозначениях [1] лазер имеет длину $L = 2$, времена $T_2 = 50$, $T_1 = 100$ и $R_1 = 0{,}3$, $R_2 = 0{,}2$. Нормированная на кооперативную частоту отстройка частоты центра спектральной линии активной среды от частоты брэгговского резонанса равна (*a*) $\Phi = \pi/L$, (*b*) $\Phi = 0$

Так, РОС встречных волн, вводимая в резонатор Фабри – Перо, пусть с немного отличающимися коэффициентами отражения противоположных зеркал, конкурирует с самосогласованной решеткой инверсии населенностей и может существенно влиять на характеристики установившейся генерации при заданном уровне непрерывной накачки (выбранном для определенности максимальным $n_p = 1$; обозначения и определения см. в обзоре [1]). Степень влияния и достигаемая асимметрия излучения r, т. е. отношение интенсивностей излучения из противоположных торцов лазера, зависит не только от накачки и соотношения отражающих способностей зеркал (ср. рис. 1, *b* и 2, *a*), но и от отстройки частот брэгговского резонанса и центра спектральной линии активной среды (ср. рис. 1, *a* и 1, *b*, где в обоих случаях $T_E = 1{,}4$ в отсутствие РОС) и от длины лазера (ср. рис. 2, *a* и 2, *b*, где в отсутствие РОС $T_E = 1{,}5$ и $T_E = 7{,}7$ соответственно).

Влияние самосогласованной решетки инверсии населенностей в лазере с низкодобротным резонатором зависит немонотонно от отстройки частоты центра спектральной линии активной среды от частоты брэгговского резонанса РОС и обычно усиливается с увеличением длины лазера и уровня накачки и с уменьшением коэффициента РОС и разности коэффициентов отражения противоположных зеркал при фиксированных характеристиках активной среды. На определенном этапе указанных изменений названных параметров одномодовая генерация лазера класса C и D, где $T_E \lesssim T_2$, становится неустойчивой, сначала автомодуляционной, а в дальнейшем и импульсно-сверхизлучательной (регулярной или хаотической).

На основе численного моделирования уравнений Максвелла – Блоха показано, что в рассматриваемых условиях неустойчивость найденного стационарного нелинейного сильно асимметричного решения в слабо асимметричном резонаторе и возникающая автомодуляция доминирующей «центральной» поляритонной моды лазера обусловлены одновременной генерацией «боковых» мод, поляритонных или электромагнитных. Эти моды имеют частоты вне спектральной линии активной среды, практически не чувствительны к самосогласованной решетке инверсии населенностей, являются слабо асимметричными по своей пространственной структуре и возбуждаются благодаря резонансным Раби-осцилляциям активных центров на частотах, равных разности частот, соответствующих «боковых» мод и «центральной» моды.

С использованием полученных результатов в докладе дана также физическая интерпретация обнаруженного нами ранее явления спонтанного нарушения зеркальной симметрии генерации сверхизлучающего лазера с симметричным низкодобротным резонатором, обладающим одинаковыми противоположными зеркалами. В этом случае параметр асимметрии излучения может быть много больше единицы, $r >> 1$, исключительно за счет самосогласованной сильно неоднородной и зеркально асимметричной решетки инверсии населенностей, которая, однако, неизбежно испытывает осцилляции, пусть слабые, под действием «боковых» возбудившихся мод с практически симметричной пространственной структурой поля.

Выводы

Таким образом, не учитывавшаяся ранее нелинейная полуволновая решетка инверсии населенностей энергетических уровней активных центров в лазерах класса C и D с низкодобротными комбинированными резонаторами может в значительной мере определять отличия, асимметрию и неоднородность формирующих ее самосогласованных встречных волн и иметь решающее значение в реализации уникальных режимов стационарной и автомодуляционной генерации доминирующей поляритонной моды.

Исследование фундаментальных свойств когерентных многочастичных состояний, связанных с этой решеткой, и изучение возможностей экспериментального изучения подобных состояний и неравновесных фазовых переходов между ними в присутствии непрерывной накачки только начинается.

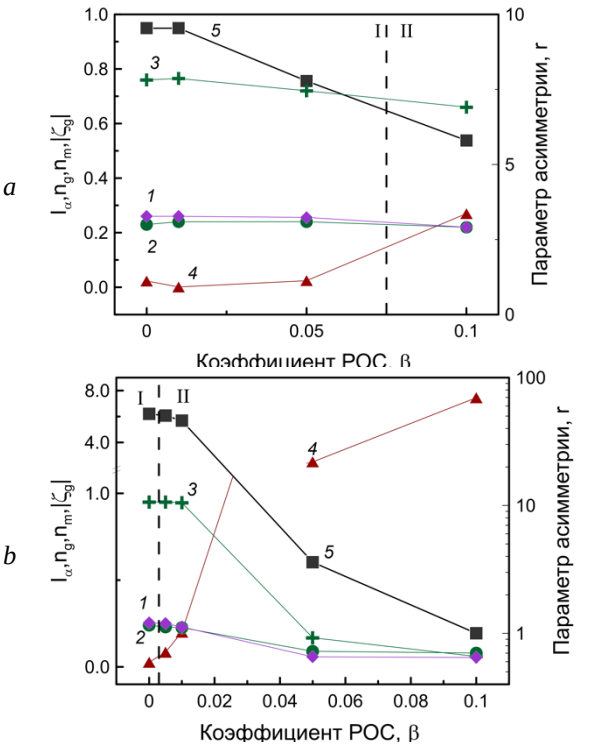


Рис. 2. Зависимость характеристик установившейся генерации от коэффициента РОС β: линии 1–5 и зоны I и II имеют тот же смысл, что на рис. 1. Лазер имеет нулевую отстройку частот спектральной линии и брэгговского резонанса Ф = 0, те же времена $T_2 = 50$, $T_1 = 100$, более близкие коэффициенты отражения зеркал $R_1 = 0{,}3$, $R_2 = 0{,}25$ и длину $L = 2$ (*a*), $L = 10$ (*b*)

Финансирование

Работа выполнена в рамках государственного задания ИПФ РАН № FFUF-2023-0002.

Литература

1. Вл. В. Кочаровский, В. В. Железняков, Е. Р. Кочаровская, В. В. Кочаровский // УФН. 2017. Т. 187. С. 367–410.

2. Е. Р. Кочаровская, Вл. В. Кочаровский // ФТП. 2023. Т. 57. С. 348–356.

3. Е. Р. Кочаровская, Вл. В. Кочаровский // Изв. вузов. Радиофизика. 2023. Т. 66. С. 187–200.

Сильный немагнитный механизм рассеяния назад в краевых состояниях 2D-топологического изолятора

И. В. Крайнов*, Р. А. Ниязов, Д. Н. Аристов, В. Ю. Качоровский

Физико-технический институт им. А. Ф. Иоффе, ул. Политехническая, 26, Санкт-Петербург, 194064
*igor.kraynov@mail.ru

В данной работе исследуется роль нефелоксетического эффекта при формировании электронного спектра ионов Fe^{2+} в матрицах CdTe и ZnSe. Экспериментальная оценка соответствующих поправок осуществлена на основе анализа двух переходов – хорошо известного $^5T_2$ (^5D) → ^5E (^5D), позволяющего зафиксировать величину кристаллического поля, и менее изученного $^3T_1$ (^3H) → ^5E (^5D). Обнаружение бесфононной линии данного перехода в CdTe:Fe позволило сравнить свойства двух люминесцентных систем и продемонстрировать, что для иона Fe^{2+} в CdTe роль нефелоксетического эффекта заметно возрастает. На основе полученных экспериментальных данных в сочетании с расчетами в рамках теории кристаллического поля уточнены значения параметров Рака для ионов Fe^{2+} в матрицах CdTe и ZnSe.

Хорошо известно, что на краю 2D-топологического изолятора (ТИ) существуют киральные 1D-состояния, причем электроны в этих состояниях двигаются в противоположных направлениях и имеют противоположные направления спина. Транспорт через такие состояния хорошо исследован экспериментально. Экспериментально установлено (см. [1] и ссылки там), что в коротких образцах, с длиной до 3-х мкм, состояния хорошо защищены топологически. В то же время в образцах длиной более 3 мкм наблюдается рассеяние назад вплоть до низких температур, порядка сотен мК, причем темп этого рассеяния слабо зависит от температуры. Принципиально важно, что разрушение топологической защиты наблюдается в нулевом магнитном поле и в отсутствие магнитных примесей.

Известные теоретические механизмы немагнитного рассеяния назад в краевом состоянии предполагают обязательное наличие *неупругих* процессов либо в заряженном островке рядом с краевым состоянием [2], в котором электрон мажет выскочить и через некоторое время вернуться обратно, либо непосредственно в топологическом 1D-канале [3]. Однако темп неупругого рассеяния и, как следствие, темп рассеяния назад по механизмам [2, 3] должен быстро падать с уменьшением температуры, что противоречит экспериментальным данным.

В настоящей работе мы предлагаем новый механизм рассеяния назад между двумя киральными состояниями, связанный с наличием островков, которые могут захватывать электрон. Также как в механизме [2], опирающемся на наличие таких островков, принципиальную роль играет электрон-электронное взаимодействие. Однако, в отличие от [2], неупругие процессы не вовлекаются и, соответственно, нет сильного подавления эффекта при уменьшении температуры. Ключевую роль в предлагаемом нами механизме играет наличие циркулярных токов в островке. Важность таких токов можно пояснить на базе самой простой модели островка в виде отверстия в объеме 2D ТИ. В таком островке также существуют «правые» (*R*) и «левые» (*L*) краевые состояния, отвечающие соответственно за движение по и против часовой стрелки. В результате туннельной связи электрон из края ТИ может перескочить в *R*- или *L*-состояние островка, а потом вернуться обратно в край ТИ, причем в отсутствие взаимодействия *R*- и *L*-вклады в амплитуду рассеяния назад точно сокращают друг друга. При наличия взаимодействия, характеризующегося малой константой g ($g << 1$), в островке возникает флуктуирующий циркулярный ток, $J = g(NR–NL)$, где NR (NL) – число правых(левых) электронов в температурной полоске. Эффекты, связанные с флуктуациями J (так называемые флуктуации нулевой моды (zeromodefluctuations)), обсуждались ранее в работе [4] в контексте токовой блокады квантовых интерферометров. Ток J приводит к тому, что при обходе островка R и L электроны набирают разную фазу. Как следствие, вклады этих процессов в амплитуду рассеяния назад перестают сокращать друг друга, и возникает вероятность рассеяния назад, пропорциональная (sin$J$)^2. Хотя тепловое среднее от флуктуационного тока J равно нулю, среднее от (sin$J$)^2 не равно нулю, и возникает конечный темп рассеяния назад, обусловленный «выпрямлением» флуктуаций J. В работе показано, что если константа взаимодействия g становится больше безразмерной константы туннельной связи с островком, то темп рассеяния назад слабо зависит от температуры и магнитного поля в хорошем согласии с экспериментальными результатами [1]. Мы также рассматриваем в работе другие модели островка.

Финансирование

Работа выполнена при поддержке РНФ 20-12-00147 (продление).

Литература

1. E. B. Olshanetsky, Z. D. Kvon, G. M. Gusev, N. N. Mikhailov // Physica. E. 147. 115605 (2023).

2. J. I. Väyrynen, M. Goldstein and L. I. Glazman // Phys. Rev. Lett. 110. 216402 (2013).

3. T. L. Schmidt, S. Rachel, F. Oppen and L. I. Glazman // Phys. Rev. Lett. 108. 156402 (2012).

4. A. P. Dmitriev, I. V. Gornyi, V. Yu. Kachorovskii and D. G. Polyakov // Phys. Rev. Lett. 105. 036402 (2010).

Изучение адмиттанса МДП-структур с PE-ALD HfO_2 на CdHgTe с различной подготовкой поверхности полупроводника

И. А. Краснова*, Г. Ю. Сидоров, Е. Р. Закиров, И. В. Сабинина

Институт физики полупроводников им. А. В. Ржанова СО РАН, пр. Акад. Лаврентьева, 13, Новосибирск, 630090
*krasnovaia@isp.nsc.ru

В настоящее время актуальной задачей остается развитие методов пассивации поверхности узкозонных полупроводников. В работе рассмотрено влияние нескольких способов подготовки поверхности CdHgTe перед нанесением тонких пленок HfO_2 на электрофизические параметры формируемой границы раздела диэлектрик–полупроводник. Произведен расчет величин плотности встроенного заряда, медленных и быстрых поверхностных состояний. Впервые для пассивации CdHgTe перед осаждением диэлектрика применен сверхтонкий слой Al(O,N), что позволило достичь наилучших параметров границы раздела по сравнению с другими использованными обработками.

Введение

Твердый раствор $Cd_xHg_{1-x}Te$ (КРТ) имеет большое значение в современной науке и технике. Он занимает лидирующие позиции среди полупроводников, используемых для изготовления оптоэлектронных устройств ИК-диапазона, а также все шире применяется при исследовании топологических изоляторов, двумерного электронного газа, при создании лазеров и детекторов ТГц-излучения [1–4].

Важным этапом при создании устройств на основе КРТ является пассивация поверхности. В работе [5] показано, что HfO_2, выращенный методом плазменно-стимулированного атомно-слоевого осаждения (PE-ALD) при 120 °C, является перспективным пассивирующим покрытием для КРТ. Однако на качество границы раздела диэлектрик–полупроводник также влияет состояние поверхности полупроводника перед нанесением пассивирующих покрытий. Одним из ключевых требований при пассивации поверхности полупроводника является обеспечение низких плотностей поверхностных состояний и эффективного встроенного заряда. В данной работе исследовалось влияние различных вариантов подготовки поверхности КРТ перед нанесением диэлектрического покрытия HfO_2 на электрофизические параметры формируемой границы раздела.

Исследования проводились на ГЭС МЛЭ $Cd_{0,22}Hg_{0,78}Te$ *n*-типа. В качестве реперного был принят образец, на который HfO_2 наносился без дополнительных обработок. Остальные образцы КРТ были химически очищены от естественного собственного оксида и поверхностных загрязнений с помощью водного аммиака (NH_4OH) [6], а затем все, кроме одного, подвергнуты различной подготовке. Две структуры были окислены в удаленной плазме, генерируемой ВЧ-генератором в составе установки атомно-слоевого осаждения, в течение 1 и 10 мин при комнатной температуре. Толщина собственного оксида КРТ составила около 1 и 2 нм соответственно. Другой способ подготовки заключался в атомно-слоевом осаждении тонкого слоя Al(O,N) с использованием прекурсора триметилалюминия (ТМА) и удаленной плазмы ВЧ-разряда в атмосфере смеси кислорода и азота; осуществлено 30 циклов осаждения при температуре подложки 100 °C.

Диэлектрические пленки HfO_2 толщиной около 20 нм наносили на образцы КРТ методом PE-ALD при температуре подложки 120 °C. В качестве прекурсора использовался тетракис (этилметиламин)-гафний (ТЕМАН), а в качестве окислителя – удаленная кислородная плазма ВЧ-разряда [5]. Круглые индиевые контакты площадью $1{,}26\cdot10^{-3}$ см^2 были сформированы методами термического испарения в вакууме и фотолитографии. Частотные зависимости адмиттанса полученных МДП-структур измерялись при температуре жидкого азота в темноте. Из полученных данных были определены напряжение плоских зон, встроенный заряд, плотности медленных и быстрых поверхностных состояний.

Результаты

На рис. 1 показаны типичные низкочастотные вольт-фарадные характеристики (ВФХ) для образцов с различной предварительной обработкой КРТ. Величина плотности и знак встроенного заряда, определяемые из смещения напряжения плоских зон [7], сильно зависят от способа обработки. Так, при увеличении продолжительности окисления КРТ в плазме с 1 до 10 мин величина плотности положительного заряда возрастает с $2{,}4\cdot10^{11}$ до $2{,}0\cdot10^{12}$ см$^{-2}$. Остальные структуры характеризуются отрицательным встроенным зарядом: $1{,}3\cdot10^{12}$, $1{,}7\cdot10^{12}$ и $1{,}1\cdot10^{12}$ см$^{-2}$ в случае реперного образца, химически очищенной поверхности КРТ и покрытой слоем Al(O,N) соответственно.

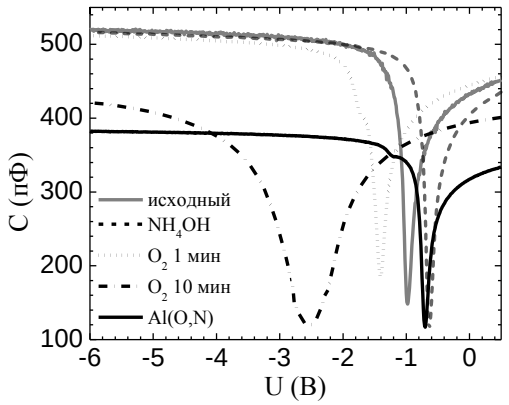


Рис. 1. Вольт-фарадные характеристики МДП-структур с PE-ALD HfO_2 на CdHgTe с различной предварительной обработкой поверхности. Частота измерительного сигнала f = 10 кГц, развертка напряжения от 0,5 В до −6 В

У всех полученных структур при циклической развертке напряжения смещения наблюдается петля гистерезиса ВФХ, которая развивается практически

линейно при увеличении диапазона развертки. Ее наличие обусловлено перезарядкой медленных состояний, локализованных вблизи границы раздела диэлектрик–полупроводник. Из ширины петли гистерезиса на уровне емкости плоских зон определены плотности медленных состояний, приведенные на единицу диапазона развертки. Наименьшая плотность достигнута в структуре с Al(O,N) и составляет $2{,}1\cdot10^{11}$ см$^{-2}\cdot$В$^{-1}$; наибольшая – в структуре с 2 нм собственного оксида – $9{,}6\cdot10^{11}$ см$^{-2}\cdot$В$^{-1}$; у реперного образца – $2{,}9\cdot10^{11}$ см$^{-2}\cdot$В$^{-1}$.

Для определения плотности поверхностных состояний использовался метод, основанный на анализе активной составляющей комплексной проводимости [8]. Для всех образцов были построены карты нормированной параллельной проводимости в зависимости от напряжения смещения и частоты измерительного сигнала (рис. 2). Оценка плотности поверхностных состояний по максимуму проводимости при напряжении плоских зон составила $7{,}2\cdot10^{10}$, $3{,}2\cdot10^{11}$, $4{,}1\cdot10^{11}$, $4{,}6\cdot10^{11}$ и $1{,}1\cdot10^{11}$ см$^{-2}\cdot$эВ$^{-1}$ для реперного образца, химически очищенного, окисленного в плазме в течение 1 и 10 минут, а также для покрытого тонким слоем Al (O, N) соответственно.

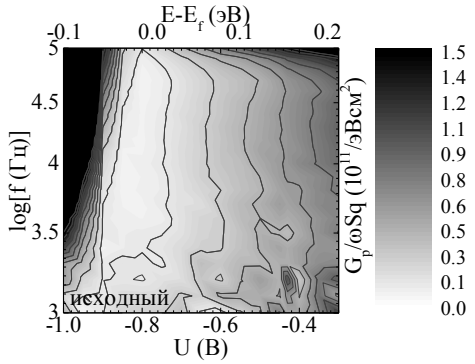


Рис. 2. Нормированная параллельная проводимость $(G_p/\omega)/Sq$ в зависимости от напряжения смещения и частоты измерительного сигнала на примере реперного образца

Выводы

В настоящей работе исследовалось влияние подготовки поверхности на электрофизические параметры границы раздела PE-ALD HfO_2–CdHgTe. Для этого образцы эпитаксиальной пленки КРТ были химически очищены, а затем либо окислены в удаленной плазме ВЧ-разряда, либо покрыты тонким слоем Al(O,N), после чего изготовлены МДП-структуры и измерены их частотные зависимости адмиттанса.

Структуры с собственным оксидом КРТ обладают положительным встроенным зарядом, плотность которого возрастает с продолжительностью окисления, в то время как другие образцы, включая реперный, характеризуются отрицательным встроенным зарядом диэлектрика плотностью ~$1\cdot10^{12}$ см$^{-2}$. Знаки и величины встроенного заряда реперного и окисленного в ВЧ плазме образцов согласуются с полученными ранее данными на системе PE-ALD Al_2O_3–CdHgTe [9].

Установлено, что, в отличие от МДП-структур с PE-ALD Al_2O_3 на CdHgTe [9], при осаждении диэлектрика HfO_2 предварительное окисление КРТ в удаленной плазме значительно ухудшает электрофизические параметры границы раздела диэлектрик–полупроводник, что выражается в существенном возрастании плотностей быстрых и медленных поверхностных состояний в сравнении с реперным образцом. Такое различие может объясняться значительной разницей в физико-химических процессах, протекающих при формировании гетерограницы диэлектрик–собственный оксид–CdHgTe.

Впервые для пассивации CdHgTe применен сверхтонкий слой Al(O,N), формируемый методом PE-ALD непосредственно перед осаждением диэлектрика HfO_2. Такой подход позволил достичь наименьших величин плотности встроенного заряда, медленных и быстрых поверхностных состояний в сравнении с остальными использованными обработками поверхности. При дальнейшем развитии и оптимизации эта методика может оказаться эффективным способом пассивации поверхности КРТ, который позволит улучшить характеристики как изготавливаемых приборных структур (ИК-фотодетекторов), так и разрабатываемых (ТГц-детекторов и излучателей).

Финансирование

Работа выполнена при поддержке гранта РНФ № 21-72-10134.

Литература

1. V. Ya. Aleshkin, A. A. Dubinov, V. V. Rumyantsev, et al. // J. Phys.: Condens. Matter. 2018. V. 30. P. 495301.

2. A. V. Galeeva, A. I. Artamkin, A. S. Kazakov, et al. // Beilstein J. Nanotechnol. 2018. V. 9. P. 1035–1039.

3. V. M. Bazovkin, V. S. Varavin, V. V. Vasil'ev, et al. // J. Commun. Technol. Electron. 2019. V. 64. P. 1011–1015.

4. A. V. Zverev, A. O. Suslyakov, I. V. Sabinina, et al. // J. Commun. Technol. Electron. 2019. V. 64. P. 1024.

5. Д. В. Горшков, Е. Р. Закиров, Г. Ю. Сидоров и др. // Известия высших учебных заведений. Физика. 2023. Т. 66, № 6. С. 111–119.

6. Е. Р. Закиров, В. Г. Кеслер, Г. Ю. Сидоров и др. // ЖСХ. 2023. Т. 64, № 3. С. 108216.

7. С. Зи. Физика полупроводниковых приборов: В 2-х книгах. Кн. 1. Пер. с англ. Москва : Мир, 1984. 456 с.

8. R. Engel-Herbert, Y. Hwang, S. Stemmer // J. Appl. Phys. 2010. V. 108. P. 124101.

9. E. R. Zakirov et al. // Semicond. Sci. Technol. 2020. V. 35. P. 025019.

Исследование характеристик микродисковых лазеров с InGaAs/GaAs квантовыми точками, латерально связанных с волноводом

Н. В. Крыжановская[1,*], К. А. Иванов[1], Н. А. Фоминых[1], С. Д. Комаров[1], И. С. Махов[1], Е. И. Моисеев[1], Ю. А. Гусева[2], М. М. Кулагина[2], С. А. Минтаиров[2], Н. А. Калюжный[2], А. И. Лихачев[2], Р. А. Хабибуллин[3], Р. Р. Галиев[3], А. Ю. Павлов[3], К. Н. Томош[3], М. В. Максимов[4], А. Е. Жуков[1]

[1]НИУ «Высшая школа экономики», ул. Союза Печатников, 16, Санкт-Петербург, 190121
[2]Физико-технический институт им. А. Ф. Иоффе, ул. Политехническая, 26, Санкт-Петербург, 194021
[3]ИСВЧПЭ им. В. Г. Мокерова РАН, Нагорный проезд, 7, Москва, 117105
[4]Академический Университет, ул. Хлопина, 8/3, Санкт-Петербург, 194021
*nkryzhanovskaya@hse.ru

В работе исследованы характеристики микродисковых лазеров диаметром 20–40 мкм с InGaAs/GaAs квантовыми точками, латерально соединенных с волноводом, изготовленным по планарной технологии из той же эпитаксиальной структуры. Исследованы различные варианты сопряжения микролазера с волноводом, включая микролазер, состыкованный с волноводом (нулевой зазор), зазор ~100 нм и волновод, огибающий диск резонатора. Выполнено численное моделирование модового состава и потерь микролазера (добротность) при изменении нагружения. В моделировании и эксперименте наблюдается сильное уменьшение числа резонансных линий микролазера, связанное с увеличением потерь в резонаторе из-за связи с волноводом. Исследованы параметры лазерной генерации микролазеров, а также характеристики выходного излучения, и получен эффективный вывод света в волновод для микродисковых лазеров диаметром 30 и 40 мкм, работающих в непрерывном режиме до 96 °C.

Введение

Современные полупроводниковые микролазеры, основанные на дисковых резонаторах, поддерживающие оптические моды шепчущей галереи, уже демонстрируют свою перспективность для использования в качестве оптических источников для фотонных интегральных схем [1–2], датчиков и других приложений [3]. Несмотря на то, что полупроводниковые микродисковые лазеры с активной областью на основе квантовых точек (КТ) позволяют реализовать низкопороговую лазерную генерацию, вращательная симметрия резонатора приводит к изотропному излучению лазера во всех азимутальных углах в латеральной плоскости, и, следовательно, к низкой внешней дифференциальной эффективности, если мощность света выводится в свободное пространство. С другой стороны, вывод излучения в латеральном направлении облегчает интеграцию с другими элементами в плоскости оптоэлектронной схемы, в том числе с помощью эванесцентной связи, и делает микродисковые лазеры практичной основой для обработки информации на чипе.

В данной работе представлены результаты исследования характеристик микродисковых лазеров с активной областью на основе КТ, латерально связанных с волноводом, изготовленных в едином технологическом процессе из одной эпитаксиальной структуры.

Гетероструктура была синтезирована методом газофазной эпитаксии из металлоорганических соединений на подложке n^+-GaAs. Волноводный слой GaAs толщиной 0,75 мкм помещался между эмиттерными слоями *n*-AlGaAs и *p*-AlGaAs толщиной 1,5 мкм каждый. Активная область находилась в волноводном слое и состояла из 5 слоев InGaAs/GaAs КТ. Спектральный максимум излучения InGaAs/GaAs КТ находился вблизи 1055 нм при комнатной температуре. Формирование микролазеров и волноводов осуществлялось с помощью электронно-лучевой литографии и плазмо-химического травления. Были созданы лазеры диаметром 20, 30 и 40 мкм. Ширина волновода составила 10 мкм. Были исследованы различные геометрии сопряжения микролазера с волноводом, позволяющие регулировать степень нагружения микролазера. В первом случае микролазер был сопряжен с прямым волноводом. В этом варианте сопряжения расстояние между микролазером и волноводом варьировалось от 0 до 100 нм. Во втором варианте микролазер был частично встроен в волновод, величина зазора между ними была равна 100 нм, боковая стенка волновода при этом огибала микролазер по дуге 20° или по дуге 45°.

Результаты

Были исследованы при комнатной температуре характеристики одиночных (ненагруженных) микролазеров с диаметрами резонатора 20–40 мкм, изготовленных в одном процессе, но стоящих отдельно, без волноводов. Далее в режиме непрерывной накачки были исследованы спектральные и ватт-амперные характеристики микролазеров, сопряженных с оптическим волноводом. Вывод излучения микролазеров в волновод был реализован для всех конфигураций сопряжения. Спектры микролазеров, связанных с волноводами (во всех исследуемых конфигурациях), становятся упорядоченными и содержат только эквидистантные резонансы, соответствующие модам шепчущей галереи с одинаковым радиальным и различными азимутальными номерами. Наблюдаемая трансформация спектров генерации, а именно сильное уменьшение числа резонансных линий в нагруженных лазерах, связана с увеличением потерь в резонаторе при наличии близко расположенного волновода, по сравнению с отдельно стоящим лазером. Увеличение потерь приводит к подавлению дисковых мод с недостаточно высокой добротностью, и в спектре сохраняются только высокодобротные моды. Бы-

ло выполнено моделирование лазерных спектров методом конечных элементов, который был реализован в пакете COMSOL. Результаты моделирования позволили пронаблюдать за эволюцией спектра оптических мод и добротности при нагрузке микролазера в зависимости от конфигурации (расстояния между волноводом и лазером, степени изгиба волновода).

Для регистрации выхода лазерного излучения из микролазера в волновод исследовались спектры электролюминесценции, полученные при фокусировке объектива на диске и на конце волновода. Из-за наличия в волноводе такой же активной области часть излучения микролазера должна поглощаться при распространении в волноводе. Тем не менее в длинноволновой части спектра (длина волны > 1060 нм), соответствующей длинам волн генерации в дисках, наблюдается пропускание в волноводе. Благодаря малым потерям в микролазере генерация происходит именно в длинноволновой части спектра, кроме того, саморазогрев работающего микролазера приводит к повышению температуры его активной области на несколько десятков градусов, что также приводит к красному смещению длины волны генерации. Таким образом, в данном случае волновод (по крайней мере частично) прозрачен для лазерного излучения рассматриваемых дисков в диапазоне длин волн 1057–1067 нм.

Предложенный в работе метод оптической связи обладает такими преимуществами как сравнительная простота изготовления и устойчивость к несовершенствам технологического процесса. Лазерная генерация наблюдалась даже при наличии полупроводниковой перемычки между микролазером и волноводом. Наличие огибающей секции у волновода, соответствующей радиальному углу 20°, приводит к увеличению почти на порядок выводимой оптической мощности по сравнению с прямым волноводом. Усиление оптической связи микролазера с волноводом приводит к увеличению порогового тока для микролазеров диаметром менее 30 мкм. Ненагруженная, изначальная, добротность микролазеров диаметром 40 мкм настолько велика ($>10^5$), что наличие у волновода огибающей секции, соответствующей радиальному углу 20°, не приводит к изменению пороговых характеристик лазерной генерации. Тем не менее дальнейшее увеличение нагрузки микролазера диаметром 40 мкм с увеличением радиального угла огибающей секции волновода до 45° не приводит к росту выводимой мощности из-за ухудшения его пороговых характеристик.

Далее была исследована температурная стабильность характеристик нагруженных микролазеров при нагреве держателя образца до 110 °C. С увеличением тока лазерной накачки происходит длинноволновое смещение линии генерации, что связано с саморазогревом активной области. Эффект саморазогрева менее выражен в дисках большего диаметра, поскольку увеличение занимаемой площади лазера позволяет лучше рассеивать тепло. Для одиночного лазера диаметром 40 мкм и лазера диаметром 40 мкм, сопряженного с волноводом с углом огибания 20°, было выполнено сравнение характеристик. Получено, что связь с волноводом не влияет на пороговый ток во всем диапазоне температур, и зависимости порогового тока от температуры ведут себя аналогично. С ростом температуры пороговый ток увеличивается от ~8 мА (650 А/см^2) при 25 °C до ~33 мА (2500 А/см^2) при 96 °C как для одиночного лазера диаметром 40 мкм, так и для лазера диаметром 40 мкм, сопряженного с волноводом. Характеристическая температура T_0, равная 85 К, получена для интервала температур 20–80 °C.

Выводы

Подводя итог, для различных конструкций связи исследованы характеристики излучения микролазеров диаметром 20, 30 и 40 мкм, связанных с волноводом, изготовленным из той же эпитаксиальной структуры с активной областью с квантовыми точками InGaAs/GaAs высокой плотности. Выход света в волновод наблюдается для всех исследованных геометрий связи. Выполненное исследование показывает, что в высокодобротных лазерах с высоким усилением в активной области генерация достигается даже при наличии соединения лазера и волновода. Более сильная связь резонатора лазера с волноводом влияет на пороговые характеристики лазера диаметром менее 30 мкм. Начальная добротность лазера с длиной волны 40 мкм настолько высока, что даже 20-градусная огибающая, при которой выходная мощность увеличивается на порядок, не приводит к изменению порогового тока. Дальнейшее увеличение потерь нагрузки за счет увеличения угла огибающей до 45 градусов не приводит к увеличению выходной мощности за счет ухудшения пороговых характеристик лазера. Наличие КТ в волноводе не приводит к существенному поглощению распространяющегося лазерного излучения, по крайней мере, для длины волновода 440 мкм. Впервые продемонстрирована генерация до 96 °C в микролазере диаметром 40 мкм, сопряженном с волноводом.

Финансирование

Работа выполнена при поддержке гранта РНФ № 22-72-10002, https://rscf.ru/project/22-72-10002/. Оптические исследования выполнялись при поддержке Программы фундаментальных исследований НИУ ВШЭ. Работы проводились на оборудовании уникальной научной установки № 2087168 «Комплексный оптико-электронный стенд».

Литература

1. F. Tabataba-Vakili, et al. // Opt. Lett. 2020. V. 45. P. 4276–4279.

2. S. Wang, et al. // Advanced Optical Materials. 2018. V. 6. P. 1701266.

3. Q. Song. Microdisk Lasers: Fundamental Physics and Practical Applications. Chapter Ultra-High-Q Optical Microcavities. 2020. P. 233–267.

Беспороговая оже-рекомбинация в КЯ HgTe/CdHgTe и оптимизация лазерных HgCdTe-гетероструктур среднего ИК-диапазона

К. Е. Кудрявцев*, В. В. Румянцев, В. Я. Алешкин, А. А. Дубинов, Н. Н. Михайлов, С. А. Дворецкий, В. И. Гавриленко, С. В. Морозов

Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, 7, д. Афонино, Кстовский р-н, Нижегородская обл., 603087
*konstantin@ipmras.ru

В работе изучено температурное гашение фотолюминесценции гетероструктур с квантовыми ямами (КЯ) HgTe/CdHgTe, излучающих в диапазоне длин волн 3–4 мкм, и определены, на основании этих данных, характерные темпы основных межзонных процессов рекомбинации. Показано, что существенную роль в динамике неравновесных носителей заряда в таких структурах могут играть «беспороговые» (резонансные) оже-процессы, проходящие с переброском третьей частицы в высоколежащие возбужденные состояния в КЯ либо надбарьерные состояния непрерывного спектра. Наличие подобных процессов, конкурирующих с классической «пороговой» оже-рекомбинацией, должно учитываться при оптимизации лазерных структур для достижения возможно более высокотемпературной генерации, и подходы к такой оптимизации могут принципиально различаться в зависимости от целевой длины волны генерации.

Введение

Хорошо известно, что безызлучательная оже-рекомбинация в узкозонных полупроводниковых структурах является одним из основных факторов, ограничивающих достижимость стимулированной эмиссии на межзонных переходах. Как правило, оже-процессы имеют энергетический порог, определяемый законами сохранения энергии-импульса, и это может позволить путем «подбора» электронной зонной структуры материала в заметной степени подавить безызлучательные процессы. Подобный подход был успешен в длинноволновых (λ_{SE} > 8–10 мкм) HgCdTe-структурах [1]; в то же время в более широкозонных КЯ могут реализовываться и дополнительные оже-процессы, сопровождающиеся переходом третьей частицы в надбарьерные состояния непрерывного спектра [2]. Такие процессы, в которых полный импульс не сохраняется из-за наличия гетерограницы, оказываются беспороговыми и, как показано в ряде случаев для A^3B^5-систем, именно они могут определять пороги генерации в лазерах среднего ИК-диапазона [3].

На настоящий момент возможная роль беспороговой оже-рекомбинации в относительно широкозонных КЯ HgTe/CdHgTe, излучающих в практически значимом диапазоне длин волн 3–5 мкм, фактически не изучена. В данной работе косвенным образом, на основании измерений температурной зависимости интенсивности фотолюминесценции (ФЛ), сделаны выводы о темпах межзонных процессов в интервале T = 10–320 K. Проведен анализ получаемых данных в рамках конкуренции излучательных и оже-процессов, оценены соответствующие оже-коэффициенты, обсуждаются возможности оптимизации параметров КЯ для улучшения рабочих характеристик (снижения порогов генерации и повышения рабочих температур) перспективных HgCdTe-лазеров.

Результаты

Исследовались образцы с КЯ HgTe/CdHgTe, излучающие в диапазоне длин волн 3–3,5 мкм, различающиеся составом барьерных слоев (параметры КЯ приведены в табл. 1) и следовательно величиной разрывов зон на гетерогранице.

Таблица 1. Параметры исследуемых гетероструктур с КЯ HgTe/CdHgTe. Приведены содержание кадмия в барьерных слоях x_{Cd}^{barr}, ширина КЯ d_{QW} и остаточное содержание кадмия в ней x_{Cd}^{QW}

Образец	x_{Cd}^{barr}, %	d_{QW}, нм	x_{Cd}^{QW}, %
A	75	2,7	6,5
B	81	2,9	8,2
C	85	3,5	11
D	92	3,7	12

Для этих структур при непрерывной накачке (~10 Вт/см^2 на длине волны λ_{exc} = 1,55 мкм) измерялись зависимости интегральной интенсивности ФЛ от температуры, которые далее анализировались в рамках стандартной *ABC*-модели межзонной рекомбинации:

$$G_{exc} = A_{SRH} n_{CW} + B_{rad} n_{CW}^2 + C_{Aug} n_{CW}^3, \qquad (1)$$

учитывающей рекомбинацию Шокли – Рида – Холла (ШРХ, A_{SRH}), излучательные (B_{rad}) и оже-процессы (C_{Aug}). Темп генерации носителей G_{exc} в условиях «подбарьерной» накачки КЯ предполагался постоянным и соответствующим поглощению ~1% падающей мощности. Коэффициент излучательной рекомбинации B_{rad} рассчитывался при различных температурах по методике, изложенной в [4]. Исходя из этого и предполагая преобладание излучательных процессов в пределе низких температур, определим стационарную концентрацию n_{CW} неравновесных носителей в КЯ:

$$n_{CW}(T) = \sqrt{I_{PL}(T) \times G_{exc}/B_{rad}(T)}, \qquad (2)$$

где $I_{PL}(T)$ – интенсивность ФЛ, нормированная на низкотемпературное значение. Далее, анализ зависимости интенсивности ФЛ от мощности накачки показывает, что вклад ШРХ-процессов в общий темп рекомбинации достаточно мал и не превышает 5–10%. В таком случае, когда между собой конкурируют лишь два межзонных процесса, можно оценить эффективный коэффициент оже-рекомбинации в зависимости от температуры:

$$C_A(T) = [G_{exc} - B_{rad} n_{CW}^2]/n_{CW}^3. \qquad (3)$$

Получаемые таким образом данные приведены для одного из исследуемых образцов на рис. 1, *a*–*c*, сопоставляющих измеряемый температурный ход $I_{PL}(T)$ с рассчитанными кривыми $n_{CW}(T)$ и $C_A(T)$.

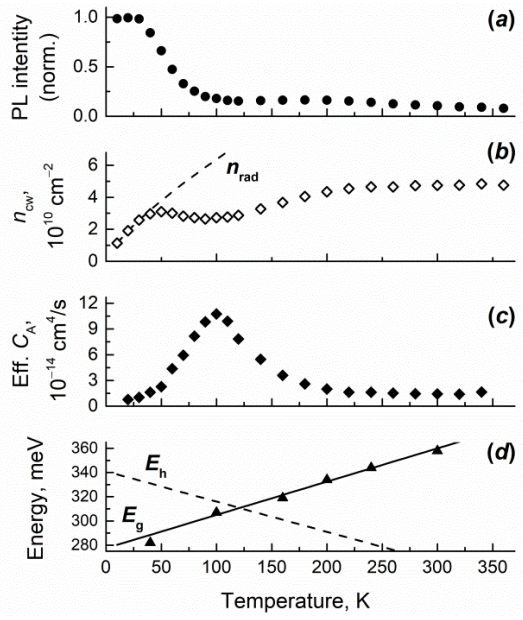


Рис. 1. Температурное гашение ФЛ в образце ***C*** (см. табл. 1) (*a*). Стационарная концентрация фотоносителей, рассчитанная по формуле (2) (*b*), n_{rad} отражает концентрацию носителей, ограниченную излучательной рекомбинацией в пренебрежении безызлучательными процессами. Эффективное значение оже-коэффициента, определяемое в соответствии с формулой (3) (*c*). Расчетные температурные зависимости ширины запрещенной зоны (E_g) и энергии ионизации дырок (E_h) в рассматриваемых КЯ (*d*). Символами отмечено измеряемое положение максимума ФЛ при различных температурах

Следует отметить выраженный резонансный характер зависимости $C_A(T)$ на рис. 1, *c* с резким максимумом вблизи T~100 K. С учетом результатов модельных расчетов зонной структуры изучаемых КЯ это можно объяснить наличием сильного резонансного оже-процесса *ehh*-типа, проходящего с переходом третьей частицы в состояния континуума валентной зоны. Диаграмма, поясняющая температурную активацию подобного процесса, приведена на рис. 1, *d*. При низких температурах энергии рекомбинации электронно-дырочной пары недостаточно для переброса второй дырки в надбарьерные состояния ($E_g < E_h$). При повышении температуры этот дефицит энергии уменьшается и рассматриваемый процесс становится возможным; максимум в $C_A(T)$ приблизительно соответствует условию $E_g = E_h$. Дальнейший рост температуры ведет к отстройке от этого резонанса и существенному снижению величины C_A, которая, тем не менее, остается существенно выше типичных значений коэффициентов пороговой оже-рекомбинации в A^3B^5-структурах со сходной шириной запрещенной зоны [5]. Это может указывать на преобладание именно беспороговых процессов даже при комнатной температуре, а значит, для достижения возможно больших температур лазерной генерации в структурах с КЯ HgTe/CdHgTe диапазона 3–5 мкм решающим фактором может оказаться максимальная отстройка от резонанса E_g/E_h, что реализуется в «низкобарьерных» структурах. Действительно, при измерениях стимулированной эмиссии образцы с более узкозонными барьерными слоями (***A*** и ***B*** в табл. 1) показали температуры генерации на уровне ~220–240 K, в то время как для структур с более широкозонными барьерами (***C*** и ***D***) эти значения были значительно меньше и составили ~150–170 K. В заключение отметим, мы определяем здесь суммарный темп пороговых и беспороговых оже-процессов, относительная же их роль в области высоких температур остается невыясненной. Нет и полного понимания возможностей перехода к еще более узкозонным барьерам с $x_{Cd}^{barr} < 65–70\%$, что может ограничиваться включением резонансных процессов *eeh*-типа. Более детальное обсуждение полученных результатов приведено в [6].

Выводы

На основании косвенных измерений времен жизни неравновесных носителей заряда в КЯ HgTe/CdHgTe, излучающих в диапазоне 3–5 мкм, показана доминирующая роль в таких структурах резонансных оже-процессов *ehh*-типа – в отличие от более длинноволновых структур с преобладанием пороговых *eeh*-процессов. По этой причине именно КЯ с относительно низкими барьерами, максимально «отстроенные» от резонансных процессов, могут оказаться наиболее выигрышными для достижения высокотемпературной лазерной генерации в HgCdTe-структурах на длинах волн менее 5 мкм.

Финансирование

Работа выполнена при поддержке гранта РНФ № 22-72-10111.

Литература

1. S. V. Morozov, et el. // ACS Photonics. 2021. V. 8. P. 3256.

2. Г. Г. Зегря, В. А. Харченко // ЖЭТФ. 1992. Т. 101. С. 327; M. I. Dyakonov, V. Y. Kachorovskii // Phys. Rev. B. 1994. V. 49. P. 17130.

3. T. D. Eales, et al. // IEEE J. Sel. Top. Quant. Electron. 2017. V. 23. P. 1.

4. V. Ya. Aleshkin, et al. // J. Phys.: Cond. Matt. 2018. V. 30. P. 495301.

5. J. R. Meyer, et al. // IEEE J. Quant. Electron. 2021. V. 57. P. 1.

6. K. E. Kudryavtsev, et al. // Appl. Phys. Lett. 2023. V. 123. P. 182102.

Лазерно-индуцированная карбонизация полистирола, содержащего золотые наночастицы

А. А. Кудряшов[1,*], С. А. Гусев[2], Д. А. Татарский[2,3], Н. М. Битюрин[1]

[1]Институт прикладной физики РАН, ул. Ульянова, 46, Нижний Новгород, 603950
[2]Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, 7, д. Афонино, Кстовский р-н, Нижегородская обл., 603087
[3]ННГУ им. Н. И. Лобачевского, пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603022
*kudryashov@ipfran.ru

Показано, что облучение нанокомпозитного материала, состоящего из полистирольной матрицы и наночастиц золота, наносекундными лазерными импульсами на длине волны плазмонного резонанса золота (2 гармоника Nd:YAG лазера, 532 нм) приводит к образованию люминесцирующих черных пятен, содержащих аморфный углерод, что подтверждено электронной микроскопией. Предложена простая модель, основанная на лазерном нагреве наночастицы до температуры более 2000 К, и стабилизации этой температуры эндотермическим процессом карбонизации полистирола, которая хорошо описывает зависимость приращения сигнала люминесценции от флюенса лазера.

Введение

Для лазерной печати люминесцирующих микроструктур как методом прямой лазерной записи, так и лазерным облучением через маски [1] могут быть использованы нанокомпозитные среды. Это могут быть фотоиндуцированные нанокомпозиты, в которых в полимерной матрице при воздействии УФ/лазерного излучения возникают неорганические наночастицы. Они получаются благодаря тому, что в матрицы вводятся специальные соединения, прекурсоры, которые при воздействии света/тепла генерируют молекулы, мономеры, которые, объединяясь, создают наночастицы. Для углеродных наночастиц (в частности, аморфных) также характерны люминесцентные свойства [2]. Прекурсором для таких частиц является сам полимер. Карбонизация полимера может происходить в результате непосредственно нагрева лазерным излучением или же косвенно, с помощью преобразователей излучения в тепло, таких как металлические наночастицы [3]. Во втором случае нагрев и термическое разрушение полимерных цепей, приводящее к образованию углерода, будет происходить вблизи поверхности металлических наночастиц. В данной работе исследовано облучение наносекундными лазерными импульсами полистирольной матрицы, содержащей наночастицы золота. При облучении матрицы с наночастицами золота вблизи частиц достигается температура около 2000 К, что приводит к карбонизации, при этом общий нагрев не превышает 90 К, что позволяет избежать разрушения образца.

Результаты и обсуждение

Полистирольная пленка толщиной 150 мкм, содержащая прекурсор золота Ph_3-P-Au(*n*-Bu) с массовой долей 0,5% была получена из раствора в толуоле методом полива [4]. Пленка отжигалась при температуре 140 °C в течение 2 часов до полной выработки прекурсора. Образец далее облучался лазерными импульсами (2 гармоника Nd:YAG лазера, 532 нм, 18 нс). Длина волны лазера находится возле пика плазмонного резонанса золота. В ходе эксперимента измерялись спектры люминесценции.

На рис. 1 показаны спектры люминесценции возбуждения на 405 нм (люминесценция измерялась с помощью спектрометра, на входе которого устанавливался фильтр для отсечения излучения до 425 нм). Видно, что сначала возникает пик люминесценции в районе 440 нм, затем продолжается рост и сдвиг максимума в сторону более длинных волн. При некоторой дозе сигнал люминесценции достигает максимума, пик при этом находится в районе 465 нм. При дальнейшем экспонировании сигнал плавно падает, спектр продолжает сдвигаться в сторону длинных волн в район 490 нм. Подобное поведение люминесценции наблюдалось и при других значения флюенса (380–600 мДж/см^2), с увеличением флюенса росла скорость изменения сигнала люминесценции.

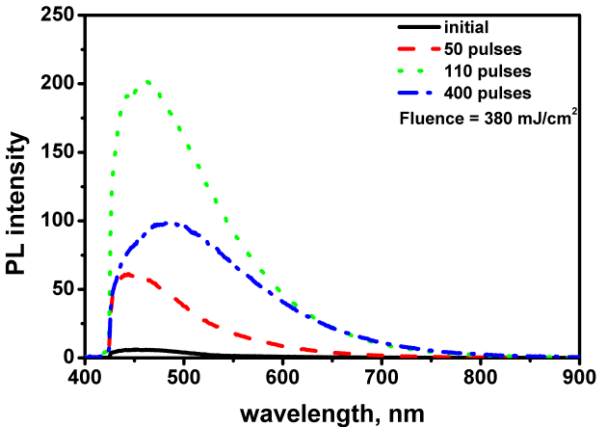


Рис. 1. Спектры фотолюминесценции для разных доз облучения при флюенсе 380 мДж/см^2

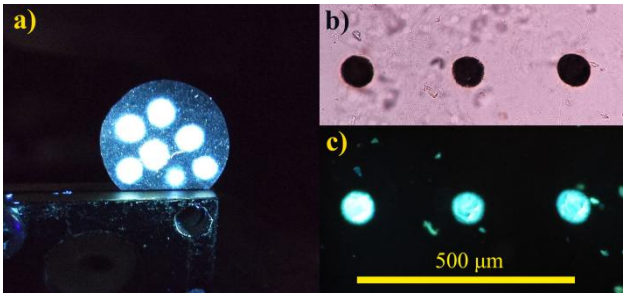


Рис. 2. Фото образца с облученными областями, люминесцирующими при подсветке на 405 нм (*a*). Снимок с микроскопа образца, облученного через маску, при подсветке белым светом (*b*), люминесценция при УФ подсветке (*c*)

На рис. 2, *a* представлено фото образца с облученными областями, люминесцирующими при освещении на 405 нм (снимок сделан через тот же фильтр, через который измерялась люминесценция). На

рис. 2, *b*, *c* показаны снимки с микроскопа образца, облученного через маску (50 импульсов с флюенсом 540 мДж/см^2): при освещении белым светом – черные пятна (*b*), люминесценция этих пятен при УФ-подсветке (*c*).

Анализ полученного материала на просвечивающем электронном микроскопе показал, что помимо золота в образце присутствует аморфный углерод (рис. 3).

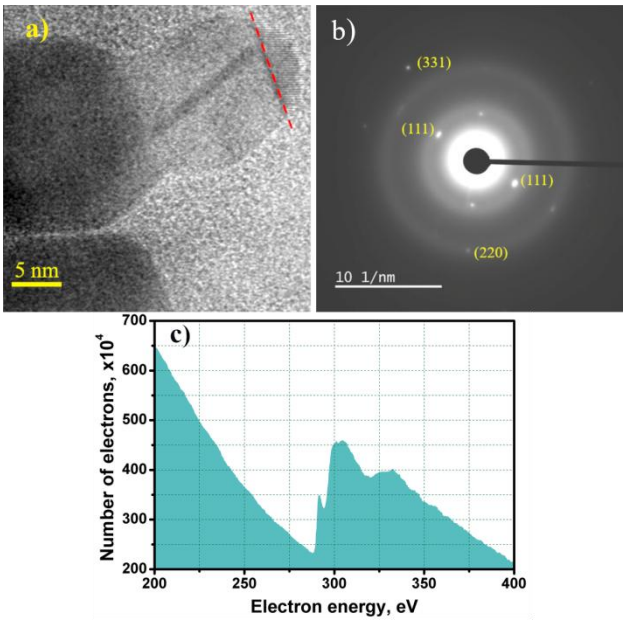


Рис. 3. Снимок в высоком разрешении (*a*), нанодифракция (*b*), спектр энергетических потерь электронов (*c*)

На рис. 3, *a* показан снимок в высоком разрешении области с наночастицами. На одной из наночастиц видно, что она кристаллическая внутри и частично покрыта оболочкой (пунктирная линия). Рефлексы на рис. 3, *b* соответствуют золоту, гало сигнализирует о наличии аморфного вещества. Спектр энергетических потерь электронов на рис. 3, *c* соответствует аморфному углероду.

Поскольку кинетика люминесценции демонстрирует одинаковое поведение при различных значениях флюенса, отличаясь только скоростью изменения сигнала, за скорость можно взять величину, обратную количеству импульсов, необходимому для достижения максимума сигнала ($1/N_0$). Была построена модель, позволяющая аппроксимировать экспериментальные данные. Эта модель основана на нагреве наночастицы лазерным импульсом до температуры около 2000 К, при достижении которой начинается процесс карбонизации, на который расходуется оставшаяся энергия импульса. Чем больше значение флюенса лазерного импульса, тем больше энергии уходит на карбонизацию, и тем выше скорость изменения сигнала люминесценции. Ниже приведена формула, полученная исходя из данной модели, а также график экспериментальных данных аппроксимируемых этой формулой (рис. 4).

$$\frac{1}{N_0} \sim \Phi \cdot \mathrm{erf}\left(\sqrt{\log\left(\frac{\Phi}{\Phi_{th}}\right)}\right) - \frac{2}{\sqrt{\pi}}\Phi_{th}\log\left(\frac{\Phi}{\Phi_{th}}\right). \quad (1)$$

Φ – лазерный флюенс (в наших экспериментах 380–600 мДж/см^2), Φ_{th} – пороговое значение флюенса, необходимое для нагрева наночастицы до температуры, при которой за время порядка длительности импульса произойдет карбонизация.

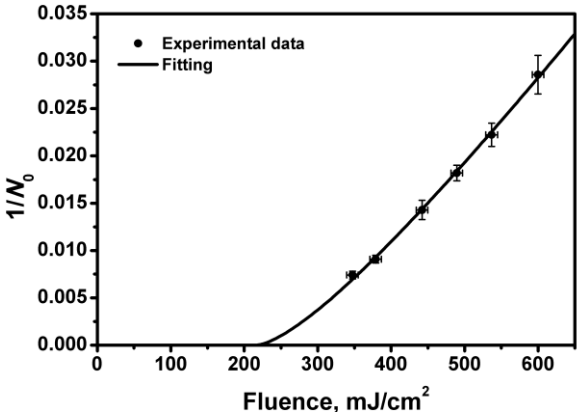


Рис. 4. Экспериментальные значения зависимости «скорости» ($1/N_0$) изменения сигнала люминесценции от флюенса и аппроксимация формулой (1) с пороговым значением флюенса Φ_{th} = 217 мДж/см^2

Температура вблизи поверхности наночастицы достигает около 2000 К, однако усредненный нагрев образца при поглощении одного импульса для наибольшего значения флюенса 600 мДж/см^2 составляет лишь 90 К – образец остается целым и даже не плавится.

Финансирование

Поддержано НЦМУ «Центр фотоники», при финансировании Министерством науки и высшего образования РФ, соглашение № 075-15-2022-316.

Литература

1. A. Smirnov, V. Elagin, A. Afanasiev, et al. // Opt. Mater. Express. 2020. V. 10(9). P. 2114–2125.
2. S. Tao, S. Zhu, T. Feng, et al. // Mater. Today Chem. 2017. V. 6. P. 13–25.
3. G. Baffou and R. Quidant // Laser Photonics Rev. 2012. V. 7(2). P. 171–187.
4. S. Kudryashov, S. Baryshnikova, S. Gusev, et al. // Photonics. 2022. V. 9(10). P. 776.

Термоэлектрические свойства полупроводникового твердого раствора германий-кремний, легированного из источника фосфида кремния

Ю. М. Кузнецов[1,2,*], М. В. Дорохин[2], П. Б. Демина[2], И. В. Ерофеева[2], А. В. Здоровейщев[2], Д. А. Здоровейщев[1,2], А. Ю. Завражнов[3]

[1]Нижегородский государственный университет им. Н. И. Лобачевского, пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603022
[2]Научно-исследовательский физико-технический институт Нижегородского государственного университета им. Н. И. Лобачевского, Нижний Новгород, 603022
[3]Воронежский государственный университет, Воронеж, 394018
*y.m.kuznetsov@unn.ru

В работе исследуются термоэлектрические характеристики наноструктурированного твердого раствора Ge_xSi_{1-x}, легированного фосфором из источника фосфида кремния в процессе синтеза методом электроимпульсного плазменного спекания из порошков с субмикронным размером частиц. Содержание примеси варьировалось в пределах от 0,5 ат.% до 2,0 ат.%. Исследования термоэлектрических свойств показывают, что подбор условий легирования позволяет сформировать материалы, для которых могут быть получены высокие значения коэффициента термоэлектрической добротности, сопоставимые с мировым уровнем результатов.

Термоэлектрики – материалы, преобразующие тепловую энергию в электрическую. Эффективность преобразования (термоэлектрическая добротность) ZT определяется выражением:

$$ZT = \alpha^2 T/\rho\lambda, \qquad (1)$$

где α – коэффициент Зеебека, ρ – удельное сопротивление, λ – коэффициент теплопроводности.

Твердый раствор замещения Ge_xSi_{1-x} занимает особое место среди термоэлектрических материалов как наиболее перспективный для создания высокотемпературных генераторов на основе кремния [1, 2]. Наибольший практический интерес представляет раствор с относительно малым содержанием германия вида $Ge_{0,2}Si_{0,8}$. Выбор такого состава обусловлен его высокими термоэлектрическими характеристиками в совокупности с малым расходом дорогостоящего германия в процессе производства.

Методика эксперимента

Особенностью данной работы является использование нетоксичного фосфида кремния в качестве источника легирующей примеси для твердого раствора германий-кремний. Подобный подход позволяет избежать использования токсичного фосфора для легирования, чем существенно облегчить работу с исходными порошками. Исходные материалы в этом случае представляют собой кристаллические кремний, германий и сплав фосфида кремния. Перед спеканием материалы химически очищали от оксидов, затем измельчали в порошок со средним размером частиц 500 нм. Порошок загружали в графитовую пресс-форму и спекали в установке электроимпульсного плазменного спекания ЭИПС DR-SINTER модель SPS-625 Spark Plasma Sintering System при давлении 70 МПа до температуры 1190 °С. Была сформирована серия образцов, в которой варьировалась концентрация легирующей примеси δ. Параметры образцов приведены в табл. 1.

Холловская концентрация свободных носителей заряда при комнатной температуре $n_к$ определялась из анализа магнитополевой зависимости сопротивления Холла. Методика измерения термоэлектрических характеристик (коэффициенты α, ρ, λ и ZT) подробно описана в [3].

Таблица 1. Значения переходных границ в системе Ni/Ti с буферными слоями Si и без буферных слоев

№	δ, ат. %	$N_P\ 10^{20}$, см$^{-3}$	$n_к \cdot 10^{20}$, см$^{-3}$	W, %
1	0,5	2,42	0,92 ± 0,05	38,0 ± 1,9
2	1,0	4,83	1,35 ± 0,07	28,0 ± 1,4
3	1,5	7,25	1,44 ± 0,07	19,9 ± 1,0
4	2,0	9,66	1,74 ± 0,09	18,0 ± 0,9

Результаты

Концентрация примесных атов N_P рассчитывалась из величины δ в приближении, что концентрация атомов кремния в решетке составляет $5 \cdot 10^{22}$ см$^{-3}$ [3]. В табл. 1 приведена величина W, определяемая отношением: $W = (n_к/N_P) \cdot 100\%$. Эта величина показывает эффективность легирования твердого раствора легирующей примесью – процентное соотношение количества атомов фосфора, которые встроились в решетку GeSi и образовали электрон проводимости, к общему количеству введенной примеси из источника SiP. Отличие этого значения от 100% свидетельствует о том, что часть атомов фосфора может быть расположена в междоузлиях, либо локализироваться на неоднородностях кристаллической решетки. Из табл. 1 также видно, что величина W уменьшается при увеличении концентрации легирующей примеси. Концентрация свободных носителей заряда в то же время нелинейно увеличивается с увеличением концентрации фосфора и имеет тенденцию к насыщению. Это свидетельствует о том, что при увеличении концентрации примеси все большая часть примесных атомов не встраивается в решетку твердого раствора, а скапливается в локальные кластеры. Это было подтверждено исследованиями в растровом электронном микроскопе.

На рисунках 1, *а* – 1, *г* показаны экспериментально полученные температурные зависимости термоэлектрических характеристик исследуемых образцов. Экспериментальные данные сравнивались с результатами работы [4], в которой представлены исследования термоэлектрических характеристик наноструктурированного твердого раствора $Ge_{0,2}Si_{0,8}$, легированного фосфором до 2 ат.%.

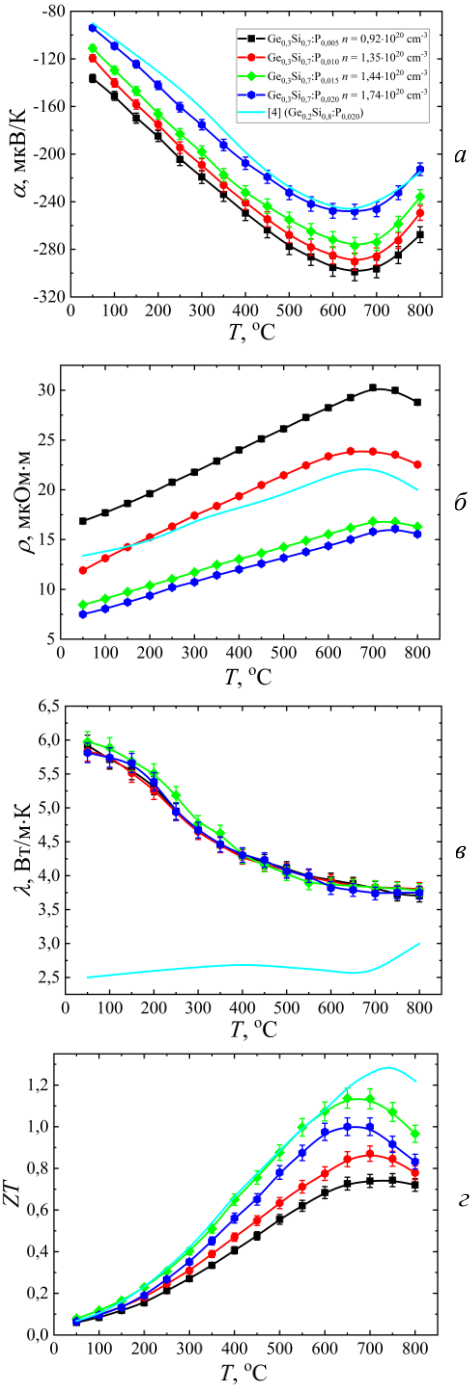


Рис. 1. Температурные зависимости: *а* – коэффициента Зеебека, *б* – удельного сопротивления, *в* – коэффициента теплопроводности, *г* – термоэлектрической эффективности

Температурная зависимость α хорошо сопоставляется с образцом сопоставимого уровня легирования [4] (рис. 1, *а*).

Все образцы демонстрируют металлический характер проводимости (рис. 1, *б*). Отметим, что ρ образца, рассмотренного в работе [4], выше, чем у ряда наших образцов, несмотря на близкий уровень легирования, что связано с высоким вкладом рассеяния носителей заряда внутри большого числа границ зерен.

Значения λ лежат в пределах 4–5 Вт/(м·К) (рис. 4, *в*), что примерно в 2 раза выше, чем у аналогов [4]. Это является следствием большего размера зерна.

Наибольшее значение *ZT* (при $T = 900$ °C), известное из литературы [4], составило ≈1,3 (рис. 4, *г*), что лишь примерно на 10% превышает полученные нами значения, наибольшее из которых составило 1,16 при $T = 700$ °C. Смещение максимального значения *ZT* в сторону уменьшения температуры объясняется большим содержанием германия в наших образцах по отношению к составу [4].

Выводы

В работе показан новый способ легирования фосфором наноструктурированных термоэлектрических материалов на основе твердого раствора германий-кремний в процессе синтеза методом электроимпульсного плазменного спекания. Установлен оптимальный уровень легирования, при котором достигаются высокие значения *ZT*.

Финансирование

Работа выполнена при поддержке Минобрнауки РФ в рамках госзадания (проект FSWR-2023-0037).

Литература

1. B. Yu et al. // Nano Lett. 2012. V. 12. P. 2077.
2. A. A. Usenko et al. // Scr. Mater. 2015. V. 96. P. 9.
3. M. V. Dorokhin, et al. // Nanoscale microscale thermophys. eng. 2023. V. 27. P. 12.
4. X. W. Wang et al. // Appl. Phys. Lett. 2008. V. 93. P. 193121.

Быстродействие алмазного полевого транзистора на приповерхностном нанослое дырочного газа с сильным поперечным подзатворным электрическим полем

В. А. Кукушкин[1,2,*], Ю. В. Кукушкин[2]

[1]Институт прикладной физики им. А. В. Гапонова-Грехова РАН, ул. Ульянова, 46, Нижний Новгород, 603950
[2]Нижегородский государственный университет им. Н. И. Лобачевского, пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603022
*vakuk@ipfran.ru

Сообщается о результатах расчета времени модуляции тока в нанослое газа дырок, прилежащем к покрытой атомами водорода поверхности нелегированного алмаза, при уменьшении/увеличении их подвижности путем приближения/удаления от этой поверхности сильным поперечным к ней подзатворным электрическим полем. Показано, что это время определяется временем формирования/релаксации областей повышенной и пониженной слоевой концентрации дырок, образующихся на границах подзатворной области. Последнее уменьшается примерно обратно пропорционально слоевой концентрации дырок и при ее величине $7 \cdot 10^{13}$ см$^{-2}$ равняется 7 пс. Соответствующее быстродействие 1/7 пс$^{-1}$ = 140 ГГц оказывается значительно выше, чем известное из литературы для алмазных полевых транзисторов, и находится на уровне лучших значений, достигнутых в таких приборах на основе других полупроводников.

Искусственный алмаз является перспективным материалом для современной электроники и оптики благодаря его уникальным свойствам (высокой теплопроводности, большому пробойному электрическому полю, радиационной и химической стойкости и др.). Однако его практическое использование затрудняется сложностью получения в нем достаточно большой и однородной проводимости. Традиционный путь, состоящий в его легировании, из-за высоких (значительно превышающих тепловую энергию при комнатной температуре) энергий активации легирующих примесей и трудности их встраивания в алмазную кристаллическую решетку связан с серьезными проблемами. Поэтому большое внимание привлекает использование проводимости нанослоя дырочного газа, естественно возникающего у покрытой атомами водорода поверхности нелегированного алмаза.

Одно из наиболее востребованных устройств, основанных на таком слое, – полевой транзистор. Его важной характеристикой является быстродействие. Согласно стандартной теории этих устройств модуляция тока в них осуществляется путем обогащения или обеднения носителями заряда подзатворной области при изменении напряжения на затворе. Время переключения транзистора из закрытого в открытое состояние и обратно при этом не может быть короче времени прохождения этими носителями подзатворной области. Поэтому для увеличения их быстродействия приходится уменьшать длину этой области, что не всегда технологически просто и эффективно.

Однако недавно [1] было экспериментально продемонстрировано, что при приложении поперечного к покрытой атомами водорода алмазной поверхности сильного электрического поля с величиной порядка пробойного для алмаза значения 10 МВ/см имеет место значительное изменение подвижности дырок в прилежащем к этой поверхности нанослое дырочного газа. Оно происходит в результате их приближения к ней и соответствующего усиления их рассеяния на поверхностных атомах водорода, дефектах и шероховатостях. При этом важно отметить, что характерное время отклика подвижности дырок на вариации этого поля никак не связано с временем их прохождения области его приложения (т. е. подзатворной области), а определяется временем перестройки зависимости их волновых функций от поперечной к поверхности координаты. Поскольку толщина описываемого этими функциями нанослоя дырочного газа очень мала (порядка 1 нм, т. е. нескольких постоянных кристаллической решетки алмаза [1]), то это время, оцениваемое как отношение этой толщины к предельной скорости дырки в сильном поперечном электрическом поле (для алмаза примерно равной 10^7 см/с), составляет всего 10 фс. Это означает, что основанный на данном эффекте полевой транзистор потенциально может обладать очень высоким быстродействием.

Модель и метод расчета

Для расчета быстродействия полевого транзистора на приповерхностном нанослое дырочного газа с поперечным к нему подзатворным электрическим полем использовалась следующая модель. Пленка осажденного из газовой фазы нелегированного алмаза с толщиной 5 мкм выращена на поверхности высоколегированной атомами бора (до концентрации $5 \cdot 10^{20}$ см$^{-3}$, так что все они ионизуются, и происходит фазовый переход в состояние с металлическим типом проводимости) алмазной подложки *p*-типа с толщиной 1 мм. На покрытую атомами водорода поверхность этой пленки нанесен слой нелегированного (т. е. диэлектрического) алмаза толщиной 5 мкм. Под покрытой атомами водорода поверхностью алмазной пленки формируется двумерный дырочный газ, а в слое нелегированного алмаза на расстоянии 0,1 мкм над ним – слой отрицательного заряда с однородной и не зависящей от времени слоевой концентрацией n_0. На поверхности слоя нелегированного алмаза находится затворный электрод, а на непокрытых эти слоем частях поверхности алмазной пленки – исток и сток. Расстояние от истока до стока равно 10 мкм, затвор имеет длину 8 мкм и размещен симметрично относительно истока и стока. Разность потенциалов между стоком и истоком постоянна и равна -1 В. Создание поперечного к двумерному дырочному газу электрического поля достигается путем приложения разности потенциалов между подложкой и затвором, что, согласно [1], дает для подвижности дырок 13,4 и

5 см^2/(В · с) при отсутствии такого поля и при его величине порядка 10 МВ/см и направлении, отвечающем приближению дырок к поверхности, соответственно.

Для нахождения зависимости плотности тока (на единицу длины) j между истоком и стоком от времени t при изменении разности потенциалов между алмазной подложкой и затвором решалось уравнение непрерывности для слоевой концентрации двумерного дырочного газа p зависящей от t и координаты вдоль оси x, направленной в плоскости слоя этого газа от истока к стоку. В качестве граничных условий использовалось равенство p на истоке и стоке заданному и не зависящему от времени значению $p_0 = n_0$. Включение приближающего дырки к поверхности поперечного электрического поля происходило в нулевой момент времени, а выключение – в момент Δt.

Результаты и обсуждение

Расчеты показывают, что во всех рассмотренных случаях распределения p вдоль оси x во все моменты времени близки к однородному распределению с величиной p_0. При $p_0 \sim 10^{13}$ см$^{-2}$ время переключения тока равно 50 пс. С ростом p_0 оно быстро (примерно обратно пропорционально p_0) уменьшается и достигает 7 пс при $p_0 \sim 7 \cdot 10^{13}$ см$^{-2}$ (см. рис. 1). При этом глубина модуляции тока во всех случаях превышает 50%, что вполне достаточно для эффективной работы полевого транзистора.

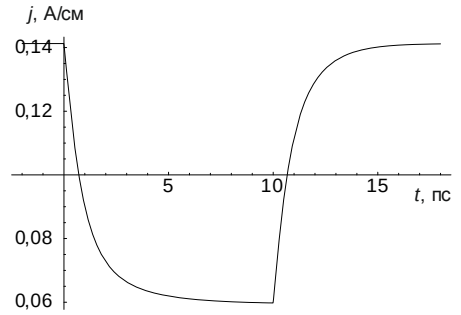


Рис. 1. Зависимость плотности тока в двумерном дырочном газе от времени при $\Delta t = 10$ пс и $p_0 = n_0 = 7 \cdot 10^{13}$ см$^{-2}$

Найденные времена переключений тока много меньше времени прохождения дырками подзатворной области (оцениваемого как отношение ее длины к скорости дырок в ней и лежащего для всех рассмотренных случаев в районе нескольких сотен наносекунд). В то же время они много больше времени уменьшения подвижности дырок из-за их приближения к поверхности поперечным к ней электрическим полем (см. выше). Времена этих переключений определяются временами формирования и релаксации областей повышенной и пониженной слоевой концентрации дырок, образующихся соответственно на левой и правой границах подзатворного пространства при изменении напряжения между затвором и высоколегированной алмазной подложкой (рис. 2). Поскольку вариации концентрации в этих областях очень малы по сравнению с ее стационарными значениями там (~0,01% для $p_0 = n_0 = 7 \cdot 10^{13}$ см$^{-2}$), то и это время мало.

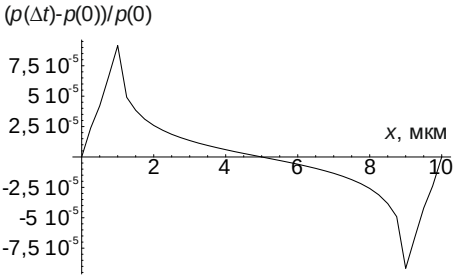


Рис. 2. Зависимость от x разности слоевых концентраций дырок после ($p(\Delta t)$) и до ($p(0) \approx p_0$) переключения напряжения между затвором и высоколегированной алмазной подложкой, отнесенная к $p(0)$, для $\Delta t = 10$ пс и $p_0 = n_0 = 7 \cdot 10^{13}$ см$^{-2}$

Из-за низкого сопротивления высоколегированной алмазной подложки время перезарядки конденсатора между верхней границей этой подложки и нижней границей затвора, оцениваемое как произведение его емкости на сопротивление подложки, около 0,17 пс. Оно короче, чем наименьшее из найденных времен переключения тока, что означает, что изменение наложенного на двумерный дырочный газ поперечного ему электрического поля может быть выполнено с необходимой для реализации вышенайденной быстроты переключения тока скоростью.

Таким образом, потенциальное быстродействие полевого транзистора с проводящим каналом в виде образующегося вблизи покрытой атомами водорода алмазной поверхности двумерного дырочного газа при создании в подзатворной области сильного (около 10 МВ/см) поперечного ему электрического поля по расчетам может достигать 1/7 пс$^{-1}$ = 140 ГГц.

Финансирование

Работа выполнена в рамках госзадания ИПФ РАН (проект № FFUF-2024-0032).

Литература

1. G. Akhgar, O. Klochan, L. H. Willems van Beveren, et al. // Nano Lett. 2016. V. 16. P. 3768–3773.

Сверхбыстрые акустические переключения мультистабильной микрорезонаторной экситон-поляритонной системы

В. Д. Кулаковский[1,*], А. А. Деменев[1], А. В. Щербаков[2], С. С. Гаврилов[1], Д. Р. Яковлев[2]

[1]Институт физики твердого тела им. Ю. А. Осипьяна РАН, ул. Акад. Осипьяна, 2, Черноголовка, Московская обл., 142432, Россия
[2]Experimentelle Physik 2, Technische Universität at Dortmund, Dortmund, Germany , D-44227
*kulakovs@issp.ac..ru

Обсуждается субнаносекундное переключение между стационарными ветвями в мультистабильной системе экситонных поляритонов в планарных высокодобротных микрорезонаторах пс-импульсами акустической деформации, перпендикулярными его плоскости, вызывающими обратимое изменение энергии экситонного резонанса. Показано, что такие импульсы могут быть использованы для субнаносекундного управляемого переключения как между стационарными состояниями в резонансно-возбужденном циркулярно-поляризованном, так и между разными поляризационными состояниями в эллиптически поляризованном конденсате поляритонов.

Введение

Встроенные коммутационные устройства составляют основу сверхбыстрой обработки оптических сигналов [1]. Использование микрорезонаторных (МР) экситонных поляритонов для переключения света обеспечивает значительный шаг вперед благодаря их низкопороговому нелинейному излучению, быстродействию и интегрируемости [2].

Экситонные поляритоны, образующиеся за счет сильной экситон-фотонной связи, представляют собой слабонеидеальный бозе-газ. Макроскопически когерентная поляритонная система (конденсат), возбуждаемая резонансно, проявляет оптическую бии или мультистабильность, когда частота накачки незначительно превышает частоту поляритона [3]. Бистабильность связана с положительной обратной связью между эффективной резонансной частотой поляритонов и амплитудой конденсатной моды. Особый интерес представляет управляемое сверхбыстрое переключение между стационарными состояниями поляритонов с различной интенсивностью и поляризацией при фиксированных частоте, интенсивности и поляризации внешнего поля.

Важным отличием резонансно-возбужденных поляритонных конденсатов в высокодобротных МР от широко исследованных нелинейно-оптических систем является то, что перенормировка энергии резонанса E_{LP} может превышать его полуширину при относительно малых плотностях поляритонов. В результате синий сдвиг E_{LP} оказывается основной причиной сильной нелинейности поляритонных систем. Это свойство было предложено использовать для переключения между ветвями устойчивости бистабильной поляритонной системы при фиксированной накачке путем пикосекундного фиолетового сдвига E_{LP}, вызывающего кратковременное обратимое изменение величины расстройки $D = E_{pump} - E_{LP}$ [4].

В работе обсуждаются субнаносекундные переключения резонансно-возбужденной поляритонной системы между разными ветвями устойчивости в планарных МР на основе GaAs с помощью пикосекундных импульсов деформации, вызывающих обратимое изменение энергии экситонов E_X в течение нескольких пикосекунд.

Теория

В рамках модели бесспиновой поляритонной системы, оправданной в случае циркулярно-поляризованной накачки, когда поляритоны наследуют и сохраняют циркулярную поляризацию накачки, оценку отклика волновой функции ψ в одномодовом приближении можно получить с помощью уравнения Гросса – Питаевского. В этом приближении

$$|\psi|^2 = |\alpha|^2|f|^2/[(D - V|\psi|^2)^2 + \gamma^2], \quad (1)$$

где γ – скорость затухания, V – константа взаимодействия поляритонов, α – сила связи поляритонов и падающего электромагнитного поля f. $V|\psi|^2$ имеет размерность энергии и определяет синий сдвиг E_{LP} [4].

При $D^2 > 3\gamma^2$ зависимость $|\psi|^2(|f|^2)$ имеет вид S-образной кривой с бистабильной областью между двумя корнями $|f|^2_{+,-}$ уравнения $d(|\psi|^2)/d(|f|^2) = 0$,

$$F_{\uparrow,\downarrow} = |\alpha|^2 |f|^2_{+,-} = 2[D^3 + 9D\gamma^2 \pm (D^2 - 3\gamma^2)^{3/2}]/27V. \quad (2)$$

Из формулы (2) следует, что скачок в резонансно-возбужденной поляритонной системе с нижней на верхнюю ветвь устойчивости происходит при увеличении $|f|^2$ выше $|f|^2_+$. Для перевода поляритонной системы на верхнюю ветвь устойчивости в диапазоне $|f|^2_- < |f|^2 < |f|^2_+$ можно использовать короткий световой импульс [5] или кратковременное уменьшение D, например, импульсом деформации, приводящим к увеличению E_{LP} за счет увеличения E_X [4].

В планарных МР зависимость $|\psi|^2$ от $|f|^2$ усложняется из-за рассеяния возбуждаемой моды в $k = 0$ в состоянии с $k \neq 0$, ведущего к дополнительному синему сдвигу E_{LP} и снижению критического значения $|f|^2$ из-за постепенного накопления энергии в этих k, до

$$F_{\uparrow}^{*} = |\alpha|^2 |f_1|^2 = \gamma^2 [(D - \gamma)^2 + \gamma^2]/V.$$

Поэтому в эксперименте использовались $|f|^2 < |f_1|^2$.

В спинорной поляритонной системе в GaAs МР-взаимодействие между компонентами с разной циркулярной поляризацией в 20 раз меньше, чем с одинаковой. Это открывает возможность независимого переключения этих компонент при использовании деформационных импульсов, обеспечивающих фиолетовый сдвиг E_{LP}, достаточный для переключения доминирующей компоненты, но недостаточный для переключения компоненты с меньшей плотностью.

Эксперимент

В работе использовался МР 2λ–GaAs/AlAs с 4 наборами из 3 квантовых ям (КЯ) $In_{0,05}Ga_{0,95}As$ толщиной 10 нм, разделенных 10-нм-барьерами GaAs, выращенный методом молекулярно-лучевой эпитаксии на подложке GaAs, с добротностью $Q \sim 50000$. Расщепление Раби $R = 7{,}5$ мэВ.

Поляритоны возбуждались выше E_{LP} непрерывным Ti-сапфировым лазером при $k = 0$ со стороны подложки при $T = 4$ К. Для формирования импульсов длительностью 55 пс использовался акустооптический модулятор. Излучение поляритонов регистрировалось с помощью стрик-камеры.

Субтерагерцовая модуляция E_{LP} была достигнута с помощью импульсов деформации, генерируемых в подложке GaAs толщиной 0,35 мм 200 фс-импульсами от удвоенного по частоте Ti-сапфирового лазера ($\lambda \sim 400$ нм), сфокусированного на пятно ~0,15 мм [6].

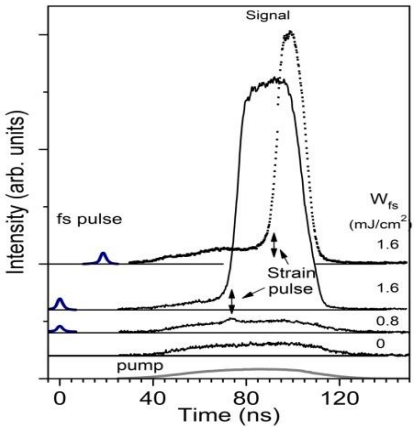


Рис. 1. Временные зависимости интенсивности резонансной накачки (pump) и излучения МР при $P_0 = 300$ кВт/см^2 в нескольких интенсивностях фс-импульса W_{fs}, измеренные с разрешением 2 нс. Вертикальные стрелки указывают времена прихода импульсов деформации, генерируемых при $t_{fs} = 0$ и 20 нс [7]

Экспериментально реализованное переключение интенсивности излучения поляритонов из МР, I_{LP}, вследствие перехода «скалярной» циркулярно поляризованной поляритонной системы, возбуждаемой резонансно циркулярно поляризованным светом при $E_{LP} + 0{,}14$ мэВ, проиллюстрировано на рис. 1. На рисунке видно, что в отсутствие фс-импульса $I_{LP}(t) \sim P_{pump}(t)$, т. е. поле $|f|^2$ меньше критического $|f_1|^2$. Фс-импульс с плотностью $W_{fs} = 0{,}8$ мДж/см^2 приводит к кратковременному увеличению I_{LP} в момент, когда генерируемый им импульс деформации достигает области КЯ и увеличивает E_{LP}. Оно обусловлено кратковременным увеличением $|\psi|^2$ из-за уменьшения расстройки D, однако критическое поле $|f|^2_+$ остается выше $|f|^2$. При $W_{fs} = 1{,}6$ мДж/см^2 вызванный деформационным импульсом фиолетовый сдвиг E_{LP} уже достаточен для понижения $|f|^2_+$ ниже $|f|^2$, поэтому он вызывает переключение поляритонной системы на верхнюю ветвь кривой S и необратимое увеличение I_{LP} более чем на порядок. На рисунке видно, что задержка фс-импульса на 20 нс приводит к соответствующей задержке момента переключения.

Измерения временной зависимости I_{LP} в интервале $t = 70$–80 с временным разрешением 200 пс показали, что время нарастания сигнала до 0,9 от максимальной величины меньше 300 пс.

Экспериментальное переключение степени циркулярной поляризации ρ_c в эллиптически поляризованной системе с $\rho_c = 0{,}2$, возбуждаемой резонансно при $E_{LP} + 0{,}09$ мэВ, проиллюстрировано на рис. 2. На рисунке видно, что фс-импульс $W_{fs} = 0{,}5$ мДж/см^2 вызывает кратковременное увеличение I_{LP} в обеих поляризациях, а импульс с $W_{fs} = 0{,}8$ мДж/см^2 приводит к необратимому увеличению интенсивности доминирующей компоненты и увеличению ρ_c до 0,8.

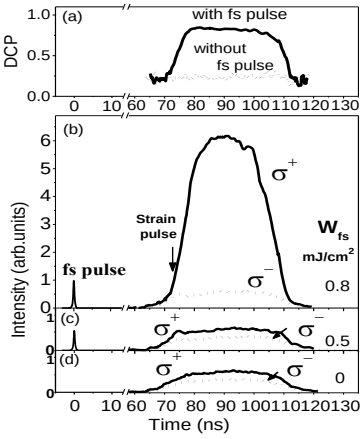


Рис. 2. Временные профили ρ_c (*a*) в отсутствие (пунктир) и при возбуждении фс-импульсом с $W_{fs} = 0{,}8$ мДж/см^2 (сплошная кривая) и интенсивностей $I_{LP}(t)$ в σ^+ (*b*–*d*) (сплошная кривая) в σ^- поляризациях (пунктир), измеренные с разрешением 2 нс при $P_{pump} = 150$ кВт/см^2 и нескольких W_{fs} [8]

Выводы

Показано, что пикосекундные акустические импульсы могут быть использованы для субнаносекундного управляемого переключения между стационарными состояниями в резонансно-возбужденном циркулярно-поляризованном и между разными поляризационными состояниями в эллиптически поляризованном конденсате поляритонов.

Мы благодарны П. Саввидису за высокодобротную МР-структуру.

Литература

1. M. Steger et al. // Appl. Phys. Lett. 2012. V. 101. P. 131104.
2. D. Ballarini et al. // Nat. Commun. 2013. V. 4. P. 236401.
3. S. S. Gavrilov, et al. // Phys. Rev. B. 2012. V. 86. P. 085317, JETP Lett. 2014. V. 100. P. 817.
4. S. S. Gavrilov // Phys. Rev. B. 2014. V. 90. P. 205303.
5. A. V. Uvarov, et al. // Phys. Rev. A. 2019. V. 99. P. 033837.
6. S. K. Young, et al. // Phys. Rev. B. 2012. V. 86. P. 155207.
7. A. A. Demenev, et al. // Phys. Rev. B. 2019. V. 100. P. 100301.
8. A. A. Demenev, et al. // Phys. Rev. Appl. 2022. V. 18. P. 044045.

Влияние облучения высокоэнергетическими электронами на оптические свойства кристаллов Cu_2SnS_3

А. Д. Лобанов[1,*], Ю. В. Корх[1], М. А. Сулимов[1,2], Е. И. Патраков[1], Д. И. Радзивончик[1], М. Н. Сарычев[2], В. Ю. Иванов[2], Т. В. Кузнецова[1,2]

[1]Институт физики металлов УрО РАН, ул. Софьи Ковалевской, 18, Екатеринбург, 620108
[2]Уральский Федеральный Университет, ул. Мира, 19, Екатеринбург, 620108
*lobaleks1999@mail.ru

В работе рассмотрено влияние облучения высокоэнергтическими электронами на спектры фотолюминесценции (PL) и рамановские спектры кристаллов Cu_2SnS_3 (CTS), легированных индием, а также на топологию их поверхности. Обнаружено разрушение зернистой структуры CTS. Обнаружено значительное уменьшение интенсивности пиков фотолюминесценции, что говорит об образовании центров безызлучательной рекомбинации. Также наблюдается полное исчезновение пиков фотолюминесценции, связанных с нелегированным CTS. Интенсивность рамановских пиков, соответствующих кубической фазе c-CTS после облучения, значительно снижается, что может свидетельствовать о деформации кристаллической решетки кубической фазы c-CTS.

Введение

Cu_2SnS_3 (CTS) является перспективным материалом для солнечных элементов [1]. По сравнению с другими аналогами CTS не содержит токсичных элементов и его легче синтезировать, чем Cu_2ZnSnS_4. На сегодняшний день эффективность преобразования энергии (ЭПЭ) для солнечных элементов на основе CTS достигает 5,24% [2], для солнечных элементов CTS:Ge ЭПЭ достигает 6,7% [1], хотя теоретическое значение ЭПЭ для CTS предполагается возможным до 30% [1]. Это говорит о необходимости дальнейшего исследования оптических свойств CTS для возможного увеличения ЭПЭ. CTS представляет собой полупроводник p-типа с прямой оптической запрещенной зоной в диапазоне от 0,9 до 1,5 эВ и высоким коэффициентом оптического поглощения выше 10^4 $см^{-1}$ [3].

Большое влияние на работоспособность солнечных элементов оказывает ионизирующее излучение. Облучение высокоэнергетическими электронами может оказывать как положительное, так и негативное влияние на электронные и оптические свойства материалов для фотовольтаики [4]. Особенно это важно при использовании солнечных элементов в космосе. Кристаллы CTS, выращенные методом твердофазных реакций и легированные индием, содержат в себе две различные кристаллические фазы: кубическую c-CTS и тетрагональную t-CTS, были исследованы методами сканирующей электронной микроскопии (SEM); атомно-силовой микроскопии (AFM), включая метод зонда Кельвина; энергодисперсионной рентгеновской спектроскопии (EDX); рамановской спектроскопии (RS); фотолюминесцентной (PL) спектроскопии до и после облучения электронами с энергией 8 МэВ. Плотность потока электронов 3,33 × 10^{11} $с^{-1}см^{-2}$, электронный флюенс 10^{14} $см^{-2}$. Спектры PL измерялись в температурном диапазоне от 7 до 350 К.

Результаты

Методом C-AFM исследована поверхность образцов до и после электронного облучения, обнаружено разрушение зернистой структуры CTS после электронного облучения (рис. 1).

В спектрах PL для кристаллов CTS при температуре 7 К (рис. 2) до электронного облучения были обнаружены пики, соответствующие нелегированному CTS A1 – донорно-акцепторная рекомбинация; A2, A3 – рекомбинация связанных экситонов, A3 – рекомбинация связанных экситонов, A4 – рекомбинация свободных экситонов. Пики B1 и B2 связаны с легированием индием CTS.

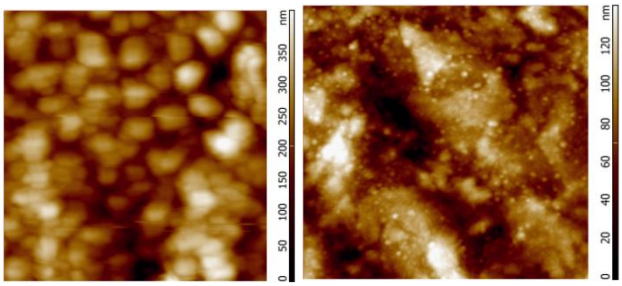


Рис. 1. Топология кристаллов CTS до облучения (слева); после электронного облучения (справа)

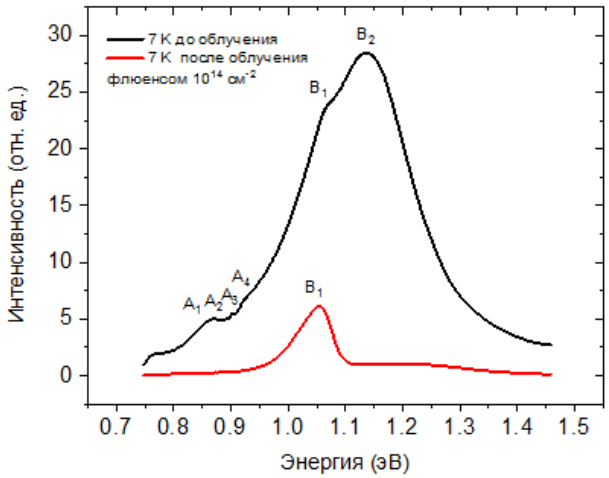


Рис. 2. Спектры PL до и после электронного облучения при 7 К

Наблюдается полное исчезновение пиков фотолюминесценции, связанных с нелегированным CTS. Это, вероятно, связано с разрушением зернистой структуры CTS. Отмечаем также значительное уменьшение интенсивности пиков фотолюминесценции, связанных с легированием CTS индием. Это может говорить об образовании центров безызлучательной рекомбинации.

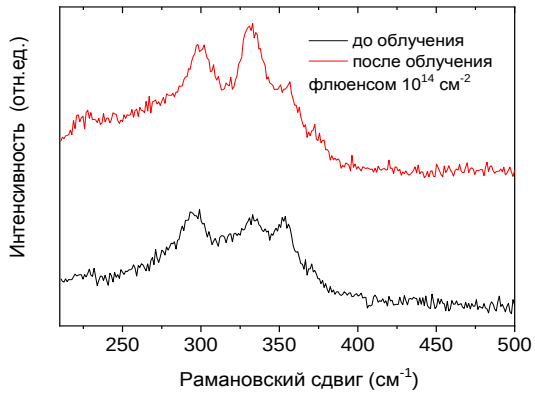


Рис. 3. Рамановские спектры CTS до и после электронного облучения

Сравнивая рамановские спектры CTS до и после электронного облучения (рис. 3), отмечаем значительное снижение интенсивности пика при 353 $см^{-1}$, вероятно, связанного с кубической фазой c-CTS, относительно пика при 333 $см^{-1}$ после электронного облучения. Это, вероятно, связано с деформацией кристаллической решетки c-CTS.

Выводы

Сравнивая топологию поверхности до и после облучения электронами с энергией 8 МэВ, отмечаем исчезновение зернистой структуры CTS после облучения. Разрушение зерен, вероятно, приводит к исчезновению пиков PL, характерных для нелегированного CTS. Отмечаем уменьшение интенсивности PL и для пиков, связанных с легированием CTS индием. Это может говорить об образовании центров безызлучательной рекомбинации. На основании анализа рамановских спектров можно сделать предположение о деформации кристаллической решетки кубической фазы c-CTS под действием электронного облучения.

Финансирование

Работа выполнена при поддержке гранта РНФ № 23-72-00067.

Литература

1. V. R. Minnam Reddy, M. R. Pallavolu, P. R. Guddeti, S. Gedi, K. K. Y. Bathal Reddy, B. Pejjai, W. K. Kima, T. R. R. Kotte and C. Parka // J. Ind. Eng. Chem. 2019. V. 76. P. 39–74.

2. Kanai, M. Sugiyama // Energy Mater. Sol. Cells. 2021.

3. P. G. Suryawanshi, B. M. Babar, A. A. Mohite, U. T. Pawar, A. G. Bhosale and H. D. Shelke // Materials Today: Proceedings. 2021. V. 43. P. 2682–2688.

4. A. D. Lobanov, Yu. V. Korkh, E. I. Patrakov, V. S. Gaviko, M. N. Sarychev, V. Yu. Ivanov, and T. V. Kuznetsova // Phys. Chem. Chem. Phys. 2023. V. 25. P. 25772–25779.

Влияние отношения потоков III и V групп на структурные, оптические свойства и стимулированное излучение планарных структур с InGaN-слоями в ИК-диапазоне

Д. Н. Лобанов*, Б. А. Андреев, К. Е. Кудрявцев, П. А. Юнин, Е. В. Скороходов, М. А. Калинников, А. В. Новиков, З. Ф. Красильник

Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, 7, д. Афонино, Кстовский р-н, Нижегородская обл., 603087
*dima@ipmras.ru

В работе рассмотрено влияние стехиометрических условий роста объемных слоев InGaN с содержанием In более 60% на достижимость и характеристики стимулированной эмиссии в ИК-диапазоне. Показано, что при температурах роста ~470 ºС оптимальное соотношение потоков металлов к активированному азоту (III/V), приводящее к наблюдению стимулированного излучения с наименьшим порогом, немонотонно зависит от соотношения потоков III/V. Снижение III/V вызвано необходимостью подавления разложения, фазового распада и улучшения кристаллического качества InGaN. Однако снижение III/V ниже оптимальных значений приводит к развитию шероховатости поверхности и росту оптических потерь.

Введение

Полупроводниковые гетероструктуры на основе InGaN-материалов (GaN с небольшой долей InN) занимают лидирующие позиции в светодиодных и лазерных применениях в коротковолновой, сине-зеленой части видимого спектра. Продвижение в сторону длинных волн, в красно-оранжевый диапазон и далее к инфракрасной (ИК) области спектра сдерживается технологическими сложностями получения InN и тройных растворов InGaN (с высоким содержанием In) с низким уровнем дефектности и фонового легирования. Тем не менее ранее авторами настоящей работы было впервые получено стимулированное излучение в планарных структурах с InN и InGaN (с долей In > 75%) слоями, выращенными методом МПЭ ПА [1, 2]. Было обнаружено, что порог стимулированного излучения немонотонно зависит от содержания In в слоях InGaN [2]. При уменьшении содержания In в InGaN до ~ 80–90% наблюдалось снижение порога стимулированного излучения (СИ) что связывалось с уменьшением коэффициента ожерекомбинации. В то же время дальнейшее снижение содержания In в InGaN до 75% привело к резкому возрастанию пороговой мощности, что было связано с ухудшением общего кристаллического качества.

Дальнейшие исследования показали положительное влияние температуры роста на структурное качество InGaN-слоев (с содержанием In~80%), однако рост оптических потерь из-за развития шероховатости поверхности с ее увеличением приводит к необходимости выбора оптимальной температуры роста [3]. Задача получения InGaN-слоев высокого кристаллического качества усложняется хорошо известной проблемой фазового распада растворов InGaN. Однородности соединений InGaN можно добиться понижением температуры роста или, как было показано авторами работы, увеличением отношения потоков V и III групп [4]. Однако это ведет к увеличению шероховатости поверхности и росту оптических потерь.

В данной работе исследовались достижимость и характеристики стимулированной эмиссии в слоях InGaN с содержанием индия 60–100% в зависимости от соотношения потоков металлов к активированному азоту.

Результаты

Рост слоев InGaN проводился методом МПЭ ПА на установке STE 3N3 (ЗАО «НТО»). На подложках с-Al_2O_3 последовательно выращивались высокотемпературные буферные слои AlN (200 нм) и GaN (700 нм). Далее температура роста понижалась до ~ 470 ºС, при которой осуществлялся рост слоя InGaN с содержанием In 60–100%. Соотношение потоков металлов третьей группы к активному азоту (III/V) варьировалось от 0,65 до 0,9. Выращенные образцы исследовались методами сканирующей электронной микроскопии (СЭМ), рентгенодифракционного анализа (РД), фотолюминесценции (ФЛ), эффекта Холла. Эксперименты по наблюдению СИ проводились в однопроходном режиме [1].

В результате проведенных исследований было обнаружено, что пороги возникновения СИ демонстрируют немонотонную зависимость от стехиометрических параметров роста. Это обусловлено разнонаправленным влиянием таких факторов, как улучшение общего кристаллического качества формируемого слоя InGaN и развитие шероховатости поверхности этого слоя по мере продвижения в сторону сильного обогащения азотом. В то время как первый может приводить к снижению роли безызлучательных процессов и увеличению эффективности излучательной рекомбинации, второй определяет ухудшение волноводных свойств формируемых структур и рост оптических потерь в них.

Улучшение кристаллического качества слоев InGaN при снижении соотношения III/V по сравнению с единичными стехиометрическими условиями связано с подавлением процессов разложения и фазового распада в слоях InGaN, полученных при достаточно высоких (до ~ 470 ºС) температурах роста. Так, для слоев InGaN с содержанием In ~ 60% при переходе от III/V ~ 0,9 к III/V ~ 0,75 происходит подавление фазового распада, и в спектре РД наблюдается симметричный сигнал от однородного раствора $In_{0,6}Ga_{0,4}N$ (см. рис. 1). В то же время слабый сигнал от InN все

еще наблюдается, что указывает на неполное подавление разложения. Лишь понижение соотношения III/V до 0,65 приводит к полному исчезновению сигнала от бинарного InN, и в спектре РД наблюдается только симметричный пик отражения от InGaN (см. рис. 1). Для более узкозонных слоев InGaN с содержанием In ~ 70% и выше, наблюдается в целом сходная картина, однако подавление разложения достигается при условиях, более близких к стехиометрическим: III/V ~ 0,85 для растворов $In_{0,7}Ga_{0,3}N$ и III/V ~ 0,9 для $In_{0,8}Ga_{0,2}N$, а процессов фазового распада при температурах роста ~ 470 ºС и менее в них не наблюдается.

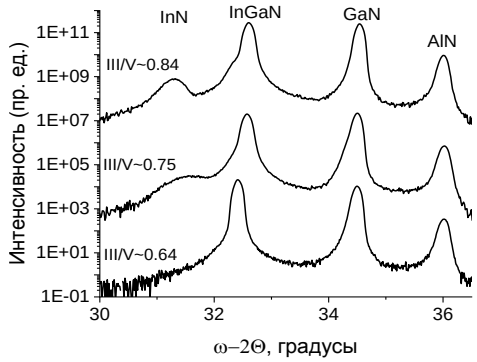


Рис. 1. Спектры (0002) ω-2θ рентгеновской дифракции образцов с InGaN-слоями с содержанием In ~ 60%, выращенных при разных соотношениях потоков металлов к активированному азоту (III/V)

В экспериментах по наблюдению СИ в образцах с InGaN-слоями было обнаружено, что в слоях InGaN с содержанием In ~ 80% порог СИ, составляющий ~ 20 кВт/см^2 для III/V ~ 0,85–0,9, снижается до ~ 5 кВт/см^2 при «оптимальных» значениях III/V ~ 0,7–0,8, а далее резко возрастает до ~ 100 кВт/см^2 при III/V ~ 0,65 (данные приведены для температуры T = 77 К). При этом холловские измерения демонстрируют для всех образцов достаточно близкие концентрации свободных носителей заряда на уровне ~10^{19} см$^{-3}$, что предполагает и близкие темпы ожерекомбинации. По этой причине рост порога СИ при снижении III/V до уровня 0,65 связывается именно с ростом оптических потерь в результате увеличения шероховатости поверхности (подтверждаемого данными сканирующей электронной микроскопии), а не изменениями в характере безызлучательных межзонных процессов. При снижении содержания In до ~ 70% порог СИ в «оптимальных» структурах (III/V ~ 0,7) возрастает до ~ 20 кВт/см^2, что может быть отчасти вызвано увеличением плотности прорастающих дислокаций, однако напрямую коррелирует и с развитием шероховатости поверхности. Последнее является следствием роста в азотобогащенных условиях, необходимых для подавления разложения и фазового распада и получения однородного тройного раствора InGaN. Наконец, в однородных слоях InGaN с содержанием In ~60% (III/V~0,6) стимулированная эмиссия не наблюдалась, что определяет, по-видимому, некоторый критический уровень шероховатости формируемых структур. При этом общая интенсивность ФЛ таких «широкозонных» слоев близка к интенсивности ФЛ InGaN более «узкозонных» составов. Тем самым нет предпосылок предполагать какие-либо качественные изменения в характере межзонных процессов (как излучательных, так и безызлучательных) в рассматриваемых InGaN-структурах при варьировании состава слоев.

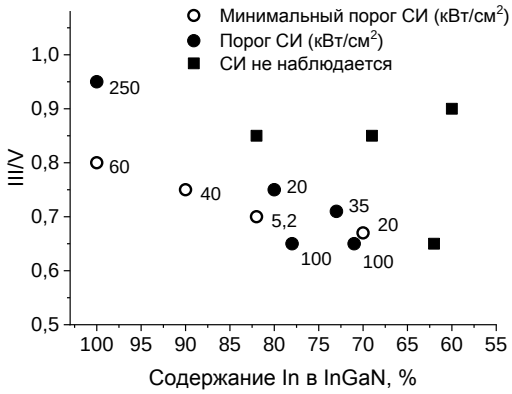


Рис. 2. Пороги стимулированного излучения в структурах с InGaN-слоями с разным содержанием In, выращенных при температуре 470 ºС при разных соотношениях потоков металлов к активированному азоту (III/V)

Финансирование

Работа выполнена с использованием оборудования ЦКП «Физика и технология микро- и наноструктур» и при поддержке гранта РНФ № 24-22-00320.

Литература

1. B. A. Andreev, et al. // Scientific Reports. 8. 9454 (2018).

2. D. N. Lobanov, et al. // Appl. Phys. Lett. 118. 151902 (2021).

3. K. E. Kudryavtsev, et al. // ECS J. Solid State Sci. Technol. 11. 014003 (2022).

4. B. A. Andreev, et al. // Semiconductors. 56(7). P. 496–500 (2022).

Влияние магнито-Штарк-эффекта на светоэкситонное взаимодействие для экситонов с большим волновым вектором

Д. К. Логинов

Лаборатория оптики спина им. И. Н. Уральцева (Санкт-Петербургский государственный университет), ул. Ульяновская, 1, Старый Петергоф, Санкт-Петербург, 198504
loginov999@gmail.com

Рассмотрено изменение светоэкситонного взаимодействия за счет магнито-Штарк-эффекта для экситонных состояний с волновым вектором, на порядок превосходящим волновой вектор света. Показано, что магнитное поле действует на относительное движение электрона и дырки в движущемся экситоне как эффективное электрическое поле в потенциальной яме с несимметричным параболическим профилем. Асимметрия этого профиля при больших волновых векторах приводит к немонотонной зависимости интенсивности свето-экситонного взаимодействия от магнитного поля.

Введение

Магнито-Штарк-эффект (МШЭ) возникает при движении экситона в поперечном магнитном поле (геометрия Фогта). Влияние магнитного поля на экситон можно представить в этом случае как эффективное электрическое поле, напряженность которого пропорциональна произведению экситонного волнового вектора на величину магнитного поля [1–3]. Такое эффективное поле меняет дипольный момент экситона и может быть обнаружено в оптических спектрах по изменению светоэкситонного взаимодействия. Влияние МШЭ на интенсивность взаимодействия света и экситона ранее изучалось либо в объемных кристаллах [1, 2], либо в дефектах упаковки [3]. Экситонные состояния в таких структурах характеризуются экситонным волновым вектором, равным или близким по величине волновому вектору света в этих полупроводниках. Это обстоятельство не позволяет исследовать МШЭ для экситонов с большим волновым вектором.

Экситонные состояния с волновым вектором много больше, чем волновой вектор света, наблюдаются в оптических спектрах широких квантовых ям (КЯ) [4]. Широкими называют ямы, размер которых на порядок превосходит боровский радиус экситона.

Исследования оптических спектров таких широких КЯ в магнитном поле ранее обсуждались, например, в работах [5, 6]. Авторы этих работ показали, что магнитное поле в геометрии Фогта приводит к эффекту изменения экситонной массы. Влияние МШЭ на светоэкситонное взаимодействие для наблюдаемых в спектрах состояний широких КЯ не обсуждалось в цитируемых работах. В данной работе анализируется как меняется взаимодействие экситона со светом благодаря МШЭ в случае больших значений экситонного волнового вектора.

Постановка задачи

Рассмотрим экситон в кристалле GaAs, двигающийся вдоль оси *z*, направление которой совпадает с кристаллографической осью [001]. При этом для величины волнового вектора экситона и его компонент выполняются соотношения $K = K_z$, $K_x = K_y = 0$. Вектор напряженности магнитного поля B направлен вдоль оси *x*, т. е. $B = B_x$, $B_y = B_z = 0$. Координатные оси *x*, *y* и *z* направлены вдоль осей симметрии четвертого порядка [100], [010] и [010] соответственно. При этом гамильтониан тяжелого экситона может быть записан в виде

$$\hat{H} = E_g + \frac{\hbar^2 K^2}{2M} + \frac{\hat{p}^2}{2\mu} - \frac{e^2}{\varepsilon_0 r} + eF_{KB}y + DB^2y^2. \quad (1)$$

Здесь E_g – ширина запрещенной зоны. Второе слагаемое описывает энергию движения экситона. В этом слагаемом M – масса экситона. Третье слагаемое описывает энергию относительного движения электрона и дырки. В нем введены обозначения μ для приведенной массы электрона и дырки и $\hat{p}$ для оператора импульса их относительного движения. Третье слагаемое описывает кулоновское взаимодействие электрона и дырки. В третьем слагаемом e – заряд электрона и ε_0 – фоновая диэлектрическая проницаемость кристалла. Четвертое слагаемое в (1) описывает МШЭ. В этом слагаемом $F_{KB} = \hbar KB/(Mc)$ – эффективное электрическое поле, где c – скорость света в вакууме и y – координата относительного движения электрона и дырки. Последнее слагаемое описывает диамагнитный сдвиг экситона.

Задача о поиске собственных значений и собственных функций для гамильтониана (1) решается численно. Найденные волновые функции относительного движения электрона и дырки в экситоне ψ были использованы для вычисления величины так называемого продольно-поперечного расщепления экситона, которое описывает интенсивность светоэкситонного взаимодействия. Эта величина может быть рассчитана согласно выражению [7]:

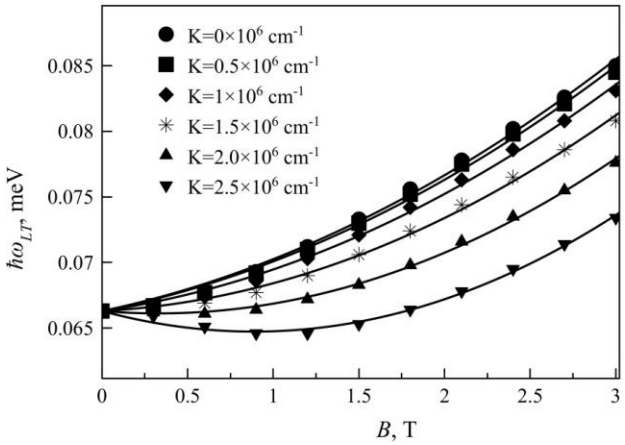
$$\hbar\omega_{LT} = \left(\frac{2eP_1}{E_g}\right)^2 \frac{\pi}{\varepsilon_0}\left|\psi(0)\right|^2. \quad (2)$$

Здесь P_1 – матричный элемент межзонного перехода и $|\psi(0)|^2$ – вероятность обнаружить электрон и дырку в одной точке пространства.

Результаты и обсуждение

Чтобы определить, как меняется интенсивность светоэкситонного взаимодействия, волновые функции ψ относительного движения электрона и дырки были вычислены для магнитных полей от 0 до 3 Тесла и для волновых векторов от $K = 0$ до $2{,}5 \cdot 10^6$ см$^{-1}$. Результаты вычислений представлены на рисунке.

Как можно видеть, магнитное поле приводит к увеличению $\hbar\omega_{LT}$, т. е. повышению интенсивности светоэкситонного взаимодействия. Это связано с тем, что последнее, диамагнитное слагаемое в (1) играет роль параболической потенциальной ямы, ограничивающей относительное движение составляющих экситон электрона и дырки пропорционально квадрату магнитного поля. Это ограничение приводит к росту $|\psi(0)|^2$ и, согласно (2), величины $\hbar\omega_{LT}$.



Результаты вычисления продольно-поперечного расщепления экситона в магнитных полях от 0 до 3 Т и для волновых векторов экситона K от 0 до $2{,}5 \cdot 10^6$ см$^{-1}$. Точки – расчетные значения $\hbar\omega_{LT}$, сплошные кривые – аппроксимации выражениями

С другой стороны, увеличение волнового вектора приводит к обратному эффекту: при $K > 2 \cdot 10^6$ см$^{-1}$ и $B < 1{,}5$ Т продольно-поперечное расщепление уменьшается с ростом магнитного поля. Это связано с пятым слагаемым в выражении (1), которое описывает МШЭ. Уменьшение $\hbar\omega_{LT}$ происходит из-за действия эффективного электрического поля F_{KB}, которое стремится растащить электрон и дырку в противоположных направлениях вдоль оси y с силой, пропорциональной произведению B на K. Формально можно представить последние три слагаемых в (1) как потенциал, ограничивающий относительное движение электрона и дырки в экситоне. При ненулевых B и K этот потенциал будет несимметричным из-за пятого члена в (1), описывающего МШЭ. Как следствие, положение максимума волновой функции относительного движения сместится из точки $r = 0$. Это приводит к уменьшению $|\psi(0)|^2$ и ослаблению взаимодействия экситона со светом, согласно выражению (2). При достаточно большом абсолютном значении волнового вектора и относительно небольшом значении магнитного поля вклад МШЭ в изменение $|\psi(0)|^2$ больше, чем вклад диамагнитного слагаемого в (1). Поэтому на рис. 1 для $K = 2{,}5 \cdot 10^6$ см$^{-1}$ наблюдается немонотонная зависимость $\hbar\omega_{LT}$ от B и ослабление эффекта увеличения продольно-поперечного расщепления с ростом магнитного поля при увеличении экситонного волнового вектора.

Выводы

Анализ демонстрирует, что, с одной стороны, эффективное электрическое поле приводит к уменьшению свето-экситонного взаимодействия. Интенсивность взаимодействия экситона со светом тем ниже, чем больше произведение величины магнитного поля на величину волнового вектора экситона. С другой стороны, диамагнитный сдвиг энергии экситона способствует увеличению интенсивности свето-экситонного взаимодействия пропорционально квадрату магнитного поля. Одновременное действие двух этих факторов приводит к тому, что интенсивность взаимодействия света с экситонном для состояний с достаточно большим волновым вектором должно меняться немонотонно с ростом величины приложенного магнитного поля.

Финансирование

Работа выполнена при финансовой поддержке Санкт-Петербургского государственного университета в рамках гранта № 94030557.

Литература

1. Е. Ф. Гросс, Б. П. Захарченя, О. В. Константинов // ФТТ. 3. 221 (1961).

2. D. G. Thomas and J. J. Hopfield // Phys. Rev. B. 124. 657 (1961).

3. Mikhail V. Durnev, Mikhail M. Glazov, Xiayu Linpeng, Maria L. K. Viitaniemi, Bethany Matthews, Steven R. Spurgeon, Peter V. Sushko, Andreas D. Wieck, Arne Ludwig, and Kai-Mei C. Fu // Phys. Rev. B. 101, 125420 (2020).

4. C. F. Klingshirn. Semiconductor Optics, 4th ed. (Springer, Berlin, 2012).

5. D. Loginov, V. P. Kochereshko, A. Litvinov, L. Besombes, H. Mariette, J. J. Davies, L. C. Smith and D. Wolverson // Acta Phys. Pol. A. 112. 381 (2007).

6. S. Yu. Bodnar, P. S. Grigoryev, D. K. Loginov, V. G. Davydov, Yu. P. Efimov, S. A. Eliseev, V. A. Lovtcius, E. V. Ubyivovk, V. Yu. Mikhailovskii, and I. V. Ignatiev // Phys. Rev. B. 95. 195311 (2017).

7. E. L. Ivchenko. Optical Spectroscopy of Semiconductor Nanotstructures. Alpha Science, Harrow, 2005.

Переход от квадратичного к линейному магнетосопротивлению при одноосной деформации топологического изолятора $TaSe_3$

Р. М. Лукманова[1,2,*], И. А. Кон[1,2], В. Е. Минакова[1], С. В. Зайцев-Зотов[1,2]

[1]Институт радиоэлектроники и электротехники им. В. А. Котельникова РАН, ул. Моховая, 11/7, Москва, 125009
[2]НИУ «Высшая школа экономики», факультет физики, ул. Мясницкая, 20, Москва, 101000
*rmlukmanova2edu.hse.ru

Изучено влияние одноосной деформации на магнетосопротивление топологического изолятора $TaSe_3$ при различной ориентации магнитного поля. Обнаружены уменьшение величины магнетосопротивления с ростом деформации и переход от близкой квадратичной к линейной зависимости магнетосопротивления. При этом магнетосопротивление описывается степенным законом с показателем степени 3/2.

Топологический изолятор $TaSe_3$ имеет полуметаллическую зонную структуру. Для таких материалов с равенством концентраций двух типов носителей заряда характерна квадратичная по магнитному полю зависимость магнетосопротивления, не насыщающаяся в пределе больших полей:

$$\frac{\Delta\rho}{\rho} \approx \mu^2 B^2, \qquad (1)$$

где μ – эффективная подвижность носителей тока, а $\Delta\rho$ – изменение сопротивления под воздействием поля B. Подобное поведение наблюдалось в работах [1, 2], причем поперечное магнетосопротивление в полях в 20 Тл превышало 10^4.

Данное соединение характеризуется высокой тензочувствительностью и при растяжении переходит в состояния диэлектрика при значениях относительного удлинения более 1% [3].

В настоящей работе представлены результаты детального экспериментального изучения зависимости магнетосопротивления в магнитных полях до 7 Тл от одноосной деформации образцов $TaSe_3$.

Результаты

Для изучения влияния одноосной деформации на магнетотранспортные свойства топологического изолятора $TaSe_3$ были проведены измерения зависимостей сопротивления от поперечного и продольного магнитных полей. Исследуемые образцы представляют собой тонкие кристаллы субмикронных поперечных размеров и длиной от 100 до 200 мкм. Положительная деформация (растяжения) создавалась растяжением подложки из полиимида. Для каждого из состояний с различным относительным удлинением были получены зависимости сопротивления от температуры (рис. 1). Данные измерения демонстрируют наличие перехода металл-диэлектрик при достижении относительного удлинения более 1%, что согласуется с данными работы [3].

В области металлической проводимости магнетосопротивление $TaSe_3$ демонстрирует близкую к квадратичной зависимость от магнитного поля (рис. 2, 3), которая сравнительно хорошо (хотя и не идеально – см. ниже) описывается законом (1). В области малых полей на некоторых кривых наблюдается отклонение от квадратичного закона. С увеличением степени деформации по мере приближения к диэлектрической фазе наблюдается отклонение от параболичности (1), что может свидетельствовать об уменьшении эффективной подвижности [4].

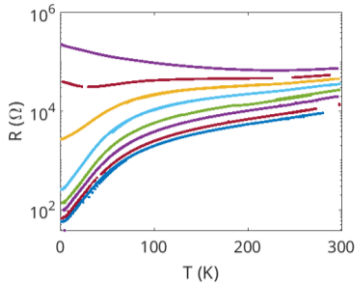


Рис. 1. Зависимости сопротивления от температуры при различной степени деформации. Деформация увеличивается от нулевой (нижняя кривая) до примерно 1,2% (верхняя кривая)

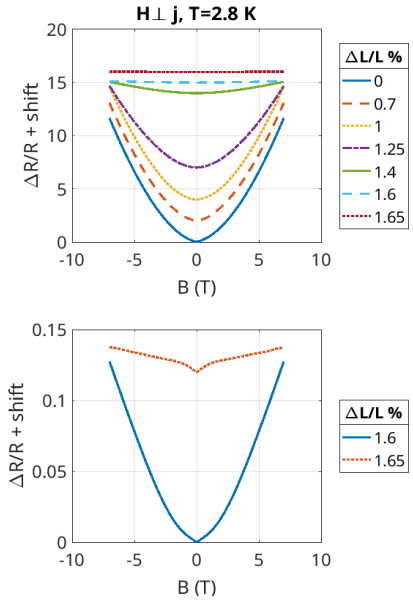


Рис. 2. Зависимости магнетосопротивления $TaSe_3$ от величины деформации при поперечной ориентации магнитного поля

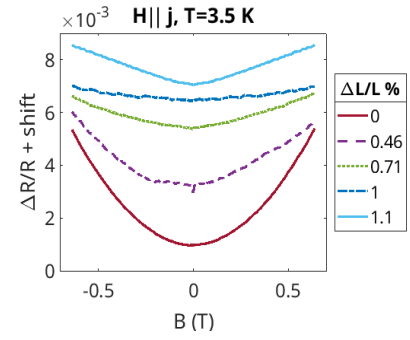


Рис. 3. Зависимости магнетосопротивления от величины деформации в продольном магнитном поле

При измерении магнетосопротивления в поперечной ориентации магнитного поля эффект квадратичного не насыщающегося магнетосопротивления намного сильнее чем в продольной ориентации поля. Помимо снижения эффекта при растяжении, при переходе в диэлектрическое состояние наблюдается линейная зависимость магнетосопротивления с изменением коэффициента наклона на полях около 0,6 Тл.

Данное поведение магнетосопротивления также наблюдалось при продольной ориентации магнитного поля, где развертка поля проводилась в меньших полях в диапазоне от –0,6 до 0,6 Тл. Из-за этого при переходе в диэлектрическое состояние зависимость магнетосопротивления не демонстрирует перегибов. При этом хорошо видна немонотонность зависимости величины магнетосопротивления от деформации, а именно смена постепенного уменьшения магнетосопротивления по мере растяжения на резкий рост при переходе в диэлектрическое состояние.

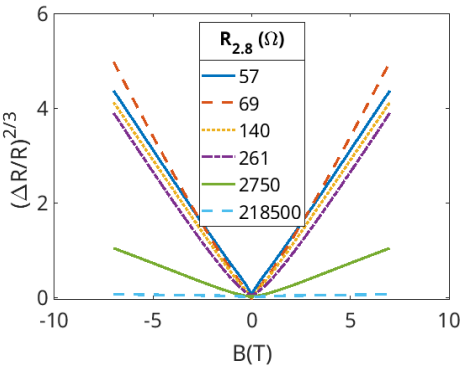


Рис. 4. Зависимости магнетосопротивления при различной степени деформации при температуре 2,8 К

При более детальном изучении магнетосопротивления было обнаружено, что для описания зависимости магнетосопротивления в полуметаллическом состоянии не подходит ни чисто квадратичная зависимость, ни сумма квадратичного и линейного вкладов. Тогда было предложено использовать степенную зависимость для описания поведения магнетосопротивления. Подобный подход, учитывающий изменение подвижности носителей заряда в магнитном поле, был описан в работе [4]. Оказалось, что во всем изученном диапазоне магнитных полей зависимость магнетосопротивления можно описать уравнением

$$\frac{\Delta R}{R} \propto B^{\alpha},$$

где α = 3/2. При этом с увеличением деформации при переходе к диэлектрическому состоянию наклон прямой уменьшается (рис. 4). Наряду с изменением подвижности [4], такое поведение может быть следствием наличия двух вкладов в магнетосопротивление – от поверхностных и объемных состояний, которые в тонких образцах, находящихся в состоянии топологического изолятора, могут оказаться сопоставимыми.

Выводы

Линейное магнетосопротивление наблюдается в таких материалах, как халькогениды серебра, многослойный эпитаксиальный графен, трехмерные полуметаллы Дирака и топологические изоляторы. Данное явление зачастую объясняется неоднородностью материала, теорией Абрикосова, связанной с линейным законом дисперсии поверхностных состояний, или флуктуациями мобильности. На данный момент переход к линейному магнетосопротивлению топологического изолятора $TaSe_3$ при одноосном растяжении вплоть до диэлектрической фазы не удается описать имеющимися теориями, поэтому данный вопрос требует дальнейшего изучения.

Финансирование

Работа выполнена при поддержке гранта РНФ № 21-72-20114.

Литература

1. Y. Zhang, et al. // Large magnetoresistance in topological insulator candidate $TaSe_3$, AIP Advances. 2020. 10, 095314.

2. J. Xing, et al. // Manipulation of the Magnetoresistance by Strain in Topological $TaSe_3$, Adv. Quantum Technol. 2022. 5, 2200094.

3. T. M. Tritt, et al. Effect of uniaxial stress on the transport properties of $TaSe_3$ // Phys. Rev. B. 34, 10, 1986.

4. С. В. Зайцев-Зотов, И. А. Кон. Неквадратичное поперечное магнетосопротивление дираковского полуметалла с узловой линией InBi // Письма в ЖЭТФ. 2020. Т. 111, вып. 1. С. 45–49.

Разработка новых полупроводниковых материалов для органической оптоэлектроники

Ю. Н. Лупоносов

Институт синтетических полимерных материалов им. Н. С. Ениколопова РАН, ул. Профсоюзная, 70, Москва, 117393
luponosov@ispm.ru

Разработка органических полупроводников с возможностью тонкой настройки свойств (подвижность носителей зарядов, ширина запрещенной зоны, спектры поглощения и флуоресценции, термическая стабильность и т. п.) в широком диапазоне для конкретного типа применения является ключевым драйвером развития области органической электроники и фотоники. В работе представлены результаты разработки новых органических полупроводников на основе сопряженных донорно-акцепторных соединений для применения в органических и перовскитных солнечных батареях, фотодетекторах, фото- и электролюминесцентных устройствах.

Введение

Область органических полупроводников (ОП) в последние два десятилетия активно развивается и стала одним из драйверов развития новых технологий фотоники, опто- и микроэлектроники в XXI веке. Использование ОП вместо традиционных позволяет создавать гибкие, легкие и даже полупрозрачные и растяжимые устройства оптоэлектроники. Среди наиболее известных устройств на основе ОП можно выделить органические светоизлучающие диоды, органические солнечные батареи, тонкопленочные транзисторы и сенсоры на их основе. Еще одним важным преимуществом ОП является возможность изготавливать их функциональные слои в обычных условиях с использованием современных печатных технологий, что значительно упрощает производство.

Органические сопряженные соединения в последние два десятилетия активно исследуются в качестве ОП. Для успешного применения в этой области ОП должны обладать особыми оптическими и электрическими свойствами в сочетании с высокой стабильностью, простыми масштабируемыми методами их синтеза и перерабатываемостью из растворов. Поэтому разработка и исследование новых органических сопряженных соединений, максимально отвечающих данным требованиям, является важной научной задачей.

С другой стороны, для каждого конкретного типа оптоэлектронных устройств требуются ОП с определенными и желательно тонко настраиваемыми характеристиками, например, максимумами спектров поглощения и излучения света, энергией молекулярных орбиталей, шириной запрещенной зоны, температурами фазовых переходов, диапазоном термической стабильности и т. д. Органические сопряженные соединения донорно-акцепторного (Д-А) типа имеют в своей структуре выраженные электроноакцепторные (ЭА) и электронодонорные (ЭД) фрагменты, связанные друг с другом напрямую или через π-сопряженный олигомерный спейсер. Вследствие выраженных внутримолекулярных Д-А взаимодействий формируются новые молекулярные орбитали с существенно меньшей разницей в энергии между ВЗМО и НСМО уровнями по сравнению с исходными составляющими их ЭД- и ЭА-фрагментами. Более того, при поглощении света при переходе в возбужденное состояние в таких системах становится возможен перенос электрона от ЭД-части к ЭА, т. е. происходит так называемый внутримолекулярный перенос заряда, который проявляется на оптических спектрах в виде новой полосы поглощения в более длинноволновом диапазоне. В результате спектры поглощения и излучения таких Д-А молекулярных систем существенно сдвинуты в длинноволновую область по сравнению с аналогичными по молекулярной массе и числу сопряженных фрагментов соединений обычного строения.

ОП Д-А типа являются отличными кандидатами для применения в самых разных устройствах органической электроники, благодаря возможности тонко настраивать комплекс их свойств в широком диапазоне путем варьирования природы и числа составляющих их структурных фрагментов.

Результаты

В результате направленного молекулярного дизайна разработаны новые органические полупроводники на основе донорно-акцепторных (Д-А) производных олиготиофенов. На рис. 1 представлены некоторые представители данных соединений.

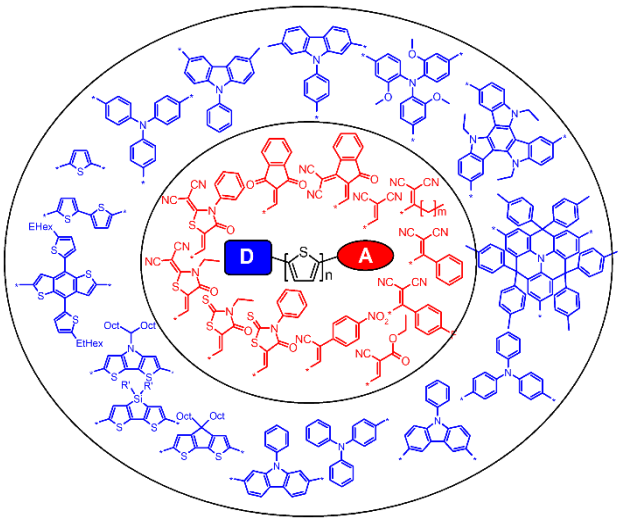


Рис. 1. Схематическое представление химических структур органических полупроводников на основе Д-А соединений

Исследование растворимости, термических, оптических и электрохимических свойств полученных Д-А олигомеров в сравнении с их аналогами позволило установить ряд важных преимуществ разрабо-

танного класса соединений и выявить основные взаимосвязи между их свойствами и такими элементами химической структуры, как длина и химическая природа концевого заместителя при дициановинильной группе, тип электронодонорного центра, длина олиготиофенового фрагмента и молекулярная топология. Выявленные закономерности позволяют в определенной степени предсказывать и тонко настраивать различные свойства подобных систем в широком диапазоне.

Продемонстрировано, что разработанные Д-А олигомеры с проводимостью *p*-типа могут быть успешно использованы в качестве фотоактивных материалов как в однокомпонентных органических фотоэлементах [1], так и с объемным гетеропереходом в смеси с $PC_{71}BM$ [2, 3] (рис. 2, *а*) с выходными характеристиками, заметно превосходящими по своим величинам их аналоги. Было найдено, что генерация фототока в однокомпонентных устройствах более эффективна при отрицательном смещении, что открывает возможности их использования в качестве спектрально узких фотодетекторов [1]. Например, внешняя квантовая эффективность отдельных устройств увеличивается с 23,5 до 30% при –0,5 В, а чувствительность (*R*) с максимумом при 560 нм с 0,1 А/Вт без смещения до 0,14 А/Вт при –0,5 В. Стоит отметить, что значения *R* лучших однокомпонентных фотодетекторов на основе разработанных олигомеров сравнимы с более сложными устройствами, например, органическими фотодетекторами с объемным гетеропереходом или гибридными на основе перовскитов.

Разработанные полупроводники *p*-типа могут быть успешно использованы в качестве электро- [4] и фотолюминесцентных [5] материалов, излучающих в красном и ближнем инфракрасном спектральных диапазонах с большим стоксовым сдвигом (до 5800 $см^{-1}$) и высокими значениями квантовых выходов люминесценции как в чистом виде (до 46%), так и в полимерной матрице (до 90%) (рис. 2, *б*). Еще одной областью применения является их использование в качестве дырочно-транспортных слоев перовскитных солнечных батарей (рис. 2, *в*), КПД которых достигает 20%, что сопоставимо с мировым уровнем при использовании недопированных дырочно-транспортных материалов [6].

Органические полупроводники *n*-типа представляют собой соединения с жесткой конденсированной химической структурой и низколежащими уровнями НСМО (–4 эВ и ниже) и, как правило, поглощением в ближнем инфракрасном спектральном диапазоне. При использовании одного из таких соединений (TPIIC) в смеси с двумя другими компонентами фотоактивного слоя (PM6, Y6), имеющими комплементарные друг другу спектры поглощения (рис. 2, *г*), в качестве фотоактивного слоя органических солнечных батарей удалось достичь КПД в 17,7% [7], что приближает данный тип устройств к кремниевым и перовскитным аналогам.

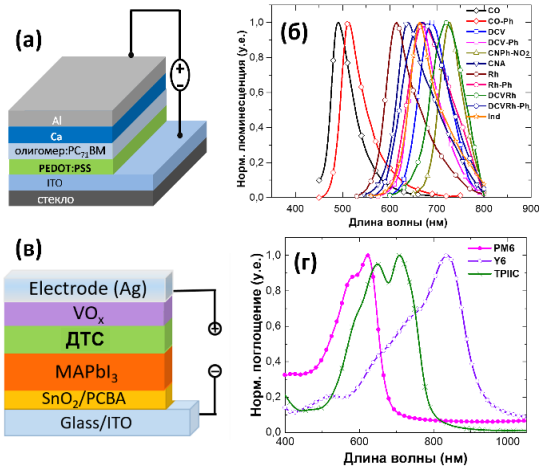


Рис. 2. Структура (*а*) органического фотоэлемента с объемным гетеропереходом, спектры фотолюминесценции (*б*) ОП в порошках, структура перовскитного фотоэлемента (*в*), спектры поглощения фотоактивного слоя высокоэффективной органической солнечной батареи (*г*)

Выводы

Получен широкий ряд органических полупроводников на основе Д-А молекулярных систем разнообразного химического строения и топологии, обладающих уникальным сочетанием ценного комплекса оптических и электрических свойств, высокой электрохимической и термической стабильностью и представляющих большой интерес для использования в различных областях органической и гибридной оптоэлектроники и фотоники.

Финансирование

Работа выполнена при поддержке гранта РНФ № 19-73-10198-П.

Литература

1. Yu. N. Luponosov, A. N. Solodukhin, A. L. Mannanov, et al. // Materials Today Energy. 2021. V. 22. P. 100863.

2. O. V. Kozlov, Y. N. Luponosov, S. A. Ponomarenko, N. Kausch-Busies, D. Yu. Paraschuk, Y. Olivier, D. Beljonne, J. Cornil, M. S. Pshenichnikov // Advanced Energy Materials. 2015. V. 5. P. 1401657.

3. J. Min, Yu. N. Luponosov, et al. // Advanced Energy Materials. 2015. V. 5. P. 1500386.

4. C. Y. Chang, A. N. Solodukhin, S. Y. Liao, K. P. O. Mahesh, C. L. Hsu, S. A. Ponomarenko, Yu. N. Luponosov, Yu-C. Chao // Journal of Materials Chemistry C. 2019, V. 7. P. 8634.

5. D. O. Balakirev, A. N. Solodukhin, S. M. Peregudova, E. A. Svidchenko, N. M. Surin, Yu. V. Fedorov, S. A. Ponomarenko, Yu. N. Luponosov // Dyes and Pigments. 2023. V. 208. P. 110777.

6. A. F. Latypova, N. A. Emelianov, D. O. Balakirev, Yu. N. Luponosov, et al. // ACS Applied Energy Materials. 2022. Vol. 5. P. 5395–5403.

7. J. Wan, I. Dyadishchev, Yu. N. Luponosov, et al. // Journal of Materials Chemistry A. 2022. V. 10. P. 17122–17131.

Исследование длинноволнового стимулированного излучения в квантовых ямах HgCdTe с увеличенным энергетическим порогом оже-рекомбинации

К. А. Мажукина[1,2,*], В. В. Румянцев[2], А. А. Дубинов[2], В. В. Уточкин[2], А. А. Разова[1, 2], М. А. Фадеев[2], Н. Н. Михайлов[3], С. А. Дворецкий[3], В. И. Гавриленко[2], С. В. Морозов[2]

[1]ННГУ им. Н. И. Лобачевского, пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603022
[2]Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, 7, д. Афонино, Нижегородская обл., Кстовский р-н., 603087
[3]Институт физики полупроводников им. А. В. Ржанова, пр. Акад. Лаврентьева, 13, Новосибирск, 630090
*mazhukina@ipmras.ru

В работе исследовалось стимулированное излучение (СИ) в диапазоне длин волн 20–25 мкм из гетероструктур с квантовыми ямами (КЯ) на основе CdHgTe с различными дизайнами планарных диэлектрических волноводов. Снижение радиационных потерь в оптимизированных структурах позволило снизить пороговую интенсивность возникновения СИ до значений ~100 Вт/см^2. Модернизация технологии роста привела к уменьшению остаточной концентрации кадмия в КЯ HgCdTe до 2,5%, с чем связывается увеличение предельной температуры наблюдения СИ на межзонных переходах выше 100 К. Полученные результаты создают предпосылки для реализации источников когерентного излучения, превосходящих по характеристикам используемые в спектральном диапазоне 15–30 мкм лазеры на основе халькогенидов свинца-олова.

Введение

На протяжении последних десятилетий достигнут значительный прогресс в технологии молекулярно-лучевой эпитаксии твердых растворов HgCdTe, в связи с чем наблюдается рост числа исследований этого материала и гетероструктур с квантовыми ямами (КЯ) на его основе. Недавние исследования показывают, что такие структуры могут быть перспективными для создания длинноволновых межзонных лазеров [1]. На длинах волн короче 30 мкм в HgCdTe практически отсутствует решеточное поглощение, препятствующее продвижению в диапазон 20–60 мкм квантово-каскадных лазеров (ККЛ) на основе «традиционных» A^3B^5 материалов GaAs и InP. Несмотря на значительные успехи ККЛ на основе InAs/AlSb и наличие лазеров на основе халькогенидов свинца-олова, в литературе отмечается нехватка когерентных перестраиваемых источников в диапазоне длин волн 16–30 мкм [2, 3].

Методика эксперимента

Все исследованные структуры были выращены методом молекулярно-лучевой эпитаксии (МЛЭ) на GaAs-подложке с буферными слоями ZnTe (толщиной 50 нм) и CdTe (толщиной от 10 до 15 мкм) с *in situ* эллипсометрическим контролем состава и толщины слоев [4]. В качестве активной области структуры содержали массив из 15–20 узких КЯ (толщиной d_{QW}) с небольшим остаточным содержанием Cd (x_{QW}) (табл. 1), встроенных в волноводный слой таким образом, чтобы пучность TE_0-моды совпадала с положением массива КЯ.

Образцы располагались в криостате замкнутого цикла с возможностью регулировки температуры от 8 до 300 К. Спектры стимулированного излучения (СИ) были измерены с помощью фурье-спектрометра Bruker Vertex 80v, работающего в режиме пошагового сканирования. Детальное описание экспериментальной установки можно найти в работе [1]. Накачка осуществлялась CO_2-лазером с рабочей длиной волны 10,6 мкм, энергией в импульсе до 40 мДж, длительностью импульса ~100 нс и частотой повторения импульсов до 50 Гц.

Таблица 1. Параметры исследуемых структур

Структура	d_{QW}, нм	x_{QW}, %	E_{th}, meV
i15_27	7,8	7,4	18,5
n10_21	6,5	6,2	23,2
n10_26	5,4	2,6	29,7
i15_20	4,9	2,5	32,4
n10_23	5,2	2,8	31,0

Результаты

Ранее рост структур на утолщенном буфере CdTe (15 мкм) позволил получить СИ с длиной волны 27 мкм при температуре 8 К [5], что соответствует максимуму излучательных потерь в структуре со стандартной толщиной буфера 10 мкм (рис. 3). Однако увеличение толщины буферного слоя приводит к увеличению времени роста структур. Поэтому в данной работе в качестве альтернативы были исследованы структуры, выращенные на n^{++}-GaAs подложке. Подложка с концентрацией свободных носителей $n \sim 10^{18}$ см$^{-3}$ обладает высоким коэффициентом отражения в дальнем ИК-диапазоне, что позволяет улучшить локализацию TE_0-моды, при этом сохранив общую толщину структуры менее ~15 мкм. На рис. 1 линиями показана зависимость модовых потерь, деленных на фактор оптического ограничения, для структур, выращенных на стандартном и утолщенном CdTe буфере, а также легированной GaAs-подложке. Символами представлена пороговая плотность мощности накачки для исследуемых структур. Видно, что оба варианта оптимизации структур приводят к значительному снижению потерь и уменьшению порога генерации.

С ростом температуры линия СИ сдвигается в коротковолновый диапазон из-за увеличения ширины запрещенной зоны. Из рис. 1 видно, что с уменьшением длины волны потери падают до пренебрежимо малых величин (< 10 см$^{-1}$). Поэтому при высоких температурах основное влияние на возникновение

генерации оказывает оже-рекомбинация, приводящая к разогреву носителей, который ограничивает возможность усиления на межзонных переходах. Как показывают расчеты [5], увеличение E_{th} достигается путем уменьшения ширины и концентрации кадмия в КЯ. До недавнего времени снижение кадмия менее 6,5% было недоступно в используемой технологии МЛЭ из-за специфических «кольцевых» источников кадмия. В настоящей работе благодаря модернизации источника кадмия удалось достичь концентрации Cd в КЯ 2,5–2,8%, что привело к увеличению пороговой энергии оже-рекомбинации практически в 2 раза. Дополнительным преимуществом КЯ с низким содержанием Cd является более низкая пороговая концентрация носителей (из-за малой величины потерь она практически совпадает с концентрацией просветления КЯ) при высоких температурах. Для иллюстрации влияния пороговой энергии оже-рекомбинации на максимальную температуру генерации на межзонных переходах была построена зависимость температуры гашения СИ T_{SEQ} от E_{th} (рис. 2).

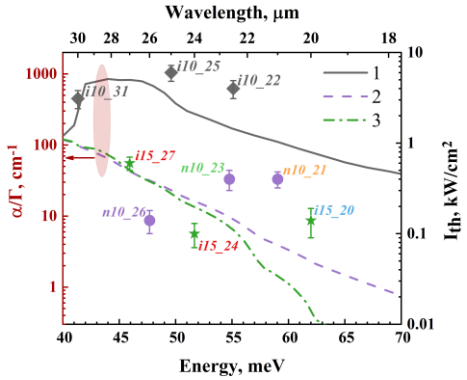


Рис. 1. Линии показывают результаты расчетов модовых потерь, деленных на коэффициент оптического ограничения для волноводных структур, выращенных на *i*-GaAs подложке (*1*) с толщиной CdTe буфера 10 мкм, n^{++}-GaAs подложке (*2*) с толщиной CdTe буфера 10 мкм, i-GaAs подложке (*3*) с толщиной CdTe буфера 15 мкм. Символы показывают пороговую плотность мощности накачки возникновения СИ для структур, исследуемых в данной работе, при T = 8–10 К (прочие символы, правая вертикальная ось)

Видно, что точки, соответствующие исследуемым структурам, согласуются с трендом, обнаруженным ранее [1]: максимальная температура, при которой возможна генерация на межзонных переходах, растет с уменьшением концентрации кадмия в КЯ.

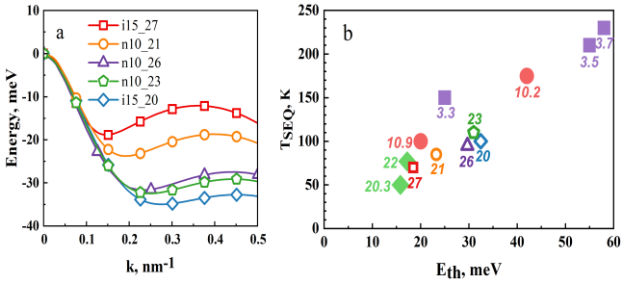


Рис. 2. Рассчитанный энергетический спектр первой валентной подзоны размерного квантования для КЯ HgCdTe в исследуемых структурах (*a*). Расчет выполнен в рамках модели Берта–Форемана с гамильтонианом Кейна 8×8. Зависимость температуры гашения СИ TSEQ от пороговой энергии оже-рекомбинации Eth (*b*). Подписи символов отражают максимальную длину волны СИ, полученную из структуры при температуре 8–10 К

Выводы

Как увеличение толщины буфера CdTe до 15 мкм, так и рост структур на n^{++}-GaAs подложке позволили снизить пороговую интенсивность возникновения стимулированного излучения (СИ) более чем на порядок до значений ~100 Вт/см^2. Увеличение пороговой энергии оже-рекомбинации позволило получить максимальную температуру наблюдения СИ на межзонных переходах выше температуры жидкого азота, что превышает аналогичные показатели для лазеров на основе халькогенидов свинца-олова [6].

Финансирование

Работа выполнена при поддержке гранта РНФ № 22-72-10111.

Литература

1. S. V. Morozov, V. V. Rumyantsev, et al. // ACS Photonics. V. 8, 3526 (2021).
2. K. Feng, W. Streyer, Y. Zhong, et al. // Opt. Express. V. 23, A1418 (2015).
3. M. Lamperti, R. Gotti, D. Gotti, et al. // Communications Physics. V. 3, 175 (2020).
4. V. A. Shvets, N. N. Mikhailov, D. G. Ikusov, et al. // Optics and Spectroscopy. V. 127(2). P. 34 (2019).
5. V. V. Rumyantsev, A. A. Dubinov, V. V. Utochkin, et al. // Applied Physics Letters. V. 121, 182103 (2022).
6. К. А. Мажукина, В. В. Румянцев, А. А. Дубинов и др. // Письма в ЖЭТФ. V. 118(5), 311 (2023).

Широкополосный, чувствительный к поляризации отклик плазмонного интерферометра на основе графена на терагерцовое излучение и роль однородного легирования графена в данном устройстве

И. М. Мазуренко[1,*], Д. Е. Вовк[1], Я. Е. Матюшкин[1], А. Г. Поддубская[2]

[1]Московский физико-технический институт (НИУ), Институтский пер., 9, Долгопрудный, Московская обл., 141701, Россия
[2]Институт ядерных проблем (БГУ), ул. Бобруйская, 11, Минск, Минская область, Беларусь, 220030
*mazurenko.ilya.wm@gmail.com

В работе приводятся результаты исследования плазмонного интерферометра на графене. Отклик данного интерферометра на падающее излучение в широком диапазоне частот (от 0,14 до 35 ТГц) имеет постоянную составляющую, зависящую от поляризации падающего излучения. Интерферометр представляет собой полевой транзистор, к стоку и истоку которого подведены антенны. Изучено влияние однородности электрического допирования графенового канала на отклик такого устройства.

Плазмонная интерферометрия в двумерных материалах – быстро развивающаяся область как фундаментальных, так и прикладных исследований. Есть несколько особенностей, облегчающих использование и наблюдение плазмонных явлений в этом классе материалов. Прежде всего, скорость плазменной волны в 2D-материалах примерно на два порядка меньше скорости света, поэтому энергию электромагнитного излучения можно удержать в структуре намного меньшей, чем ее длина волны в вакууме или преломляющей среде. Во-вторых, фазовая скорость плазмона в 2D-канале сильно зависит от концентрации свободных носителей и, следовательно, ее можно легко настроить, применяя напряжение на затворе.

Все вышеперечисленные особенности плазменных волн были продемонстрированы на графене [1, 2]. Принято считать, что ключевым параметром, определяющим саму возможность плазмонных эффектов в 2D-материале, является его подвижность, и только эксфолиированный графен можно использовать для плазмонной интерферометрии.

Тем не менее расслоение графена несовместимо ни с одним промышленным технологическим подходом к микропроизводству. Это одна из причин, по которой интенсивно исследуются графен, синтезированный методом химического осаждения из паровой фазы (CVD). Некоторые недавние результаты [3–6] показывают, что графен, выращенный методом CVD и перенесенный на поверхность диэлектрика, поддерживает плазмоны, которые способствуют его взаимодействию с излучением терагерцового диапазона. Об одном из наиболее однозначных проявлений плазмонной интерференции в графене, выращенном методом CVD, сообщалось в статье [3], где было явно показано, что это явление определяет механизм выпрямления ТГц-излучения в устройствах на основе графена с фазовой асимметрией. В частности, было обнаружено, что фотоэлектрический отклик таких устройств на излучение с круговой поляризацией зависит от поляризации излучения (вращение вектора электрического поля по часовой стрелке или против часовой стрелки). Этот эффект, называемый циркулярным эффектом, является прямой демонстрацией интерференции плазмонов в графеновом канале. Это было продемонстрировано в статье [3] в узком диапазоне частот в устройствах с неоднородно легированным каналом.

Здесь мы демонстрируем циркулярный эффект в значительно более широком диапазоне частот излучения и доказываем, что он более выражен в случае однородно легированного канала. Мы также изготовили и исследовали аналогичные устройства с двумя затворными контактами, позволившими нам управлять степенью неоднородности легирования графенового канала. Наши устройства оснащены наклонной антенной типа «bow-tie», поддерживающей фазово-асимметричные граничные условия на истоке и стоке.

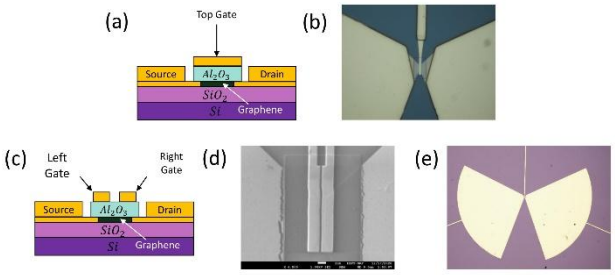


Рис. 1. Схема девайса с одним затвором (*a*), его оптическая фотография (*b*), схема девайса с двумя затворами (*c*), его снимок в РЭМ (*d*), фотография антенны “bow-tie” (*e*)

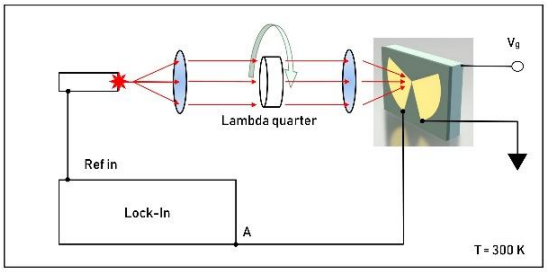


Рис. 2. Схема проведения эксперимента

В этой работе мы использовали графен, выращенный методом CVD, перенесенный на подложку Si/SiO_2. Контакты к нему изготовлялись стандартным методом электронной литографии и электронно-лучевого напыления. Фотографии контактов в оптическом микроскопе и РЭМ представлены на рис. 1. Измерения проводились по схеме, приведенной на рис. 2: линейно поляризованное излучение от источ-

ника проходило через пластинку λ/4 и приобретало эллиптическую поляризацию, зависящую от угла поворота пластинки. Затем излучение попадало на образец, сигнал с которого считывался синхронным детектором SR860 и обрабатывался компьютерной программой, написанной нами. Измерения проводились при частотах падающего излучения 0,14 и 35 ТГц.

Результаты

На рис. 3 приведена зависимость постоянной составляющей фотоотклика, обеспечиваемая интерференцией плазмонов, от угла поворота пластинки λ/4 и затворного напряжения. Важно отметить, что в нашем девайсе затворный контакт покрывал всю область графенового канала, обеспечивая однородное его легирование. За счет этого экспериментальные результаты оказались более близки к предсказанным теоретически, чем в последней работе по данной теме [3], где канал легировался неоднородно, а фотоотклик при дырочном типе носителей заряда (в области отрицательных затворных напряжений) не наблюдался вообще.

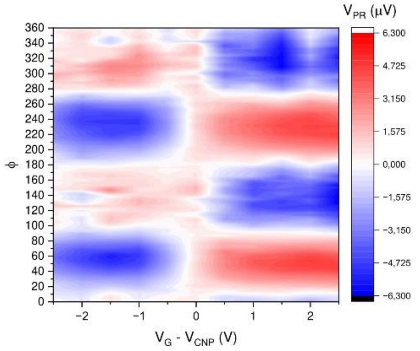


Рис. 3. Зависимость фотоотклика от угла поворота пластинки λ/4 и затворного напряжения

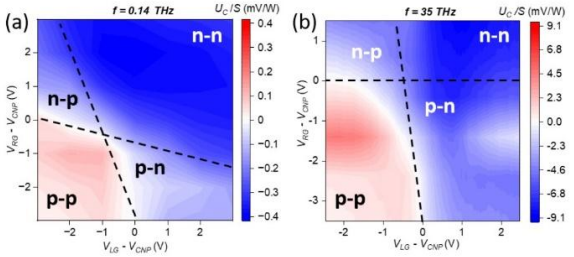


Рис. 4. Зависимость фазочувствительной составляющей фотоотклика от напряжения на левом и правом затворах при различных частотах падающего излучения

Мы также провели аналогичные измерения на образце с двумя затворами. На рис. 4 приведена полуразность откликов на правую и левую круговые поляризации (с тем чтобы получить слагаемое, меняющее знак при смене направления вращения поляризации) в зависимости от двух затворных напряжений: подаваемого на левый и на правый контакты.

Выводы

Мы показали, что плазмонный интерферометр на основе графенового полевого транзистора может использоваться в качестве фазочувствительного детектора в широком диапазоне частот: от 0,14 до 35 ТГц. Также было показано, что однородное легирование приводит к результатам, которые лучше согласуются с существующей теорией [3], а именно хорошо аппроксимируются теоретическими формулами во всех областях затворного напряжения. Было исследовано аналогичное устройство с двумя верхними затворами и получена зависимость фазочувствительного фотоотклика от наличия и отсутствия *p*-*n*-перехода. Оба эффекта объясняются частичным отражением плазмонных волн от границы раздела двух областей с разной степенью легирования. Этот факт дополнительно подтверждает плазмонный механизм фотоотклика в данной системе.

Финансирование

Работа выполнена при поддержке РФФИ в рамках проекта 21-52-12041.

Литература

1. A. N. Grigorenko, M. Polini, K. S. Novoselov. Graphene plasmonics // Nature Photonics. 2012. V. 6. P. 749–758.

2. F. H. L. Koppens, T. Mueller, P. Avouris, A. C. Ferrari, M. S. Vitiello, M. Polini. Photodetectors based on graphene, other two-dimensional materials and hybrid systems // Nature Nanotechnology. 2014. V. 9. P. 780–793.

3. Y. Matyushkin, S. Danilov, M. Moskotin, V. Belosevich, N. Kaurova, M. Rybin, E. D. Obraztsova, G. Fedorov, I. Gorbenko, V. Kachorovskii, S. Ganichev. Helicity-Sensitive Plasmonic Terahertz Interferometer // Nano Letters. 2020. V. 20. P. 7296–7303.

4. I. A. Gayduchenko, G. E. Fedorov, M. V. Moskotin, D. I. Yagodkin, S. V. Seliverstov, G. N. Goltsman, A. Y. Kuntsevich, M. G. Rybin, E. D. Obraztsova, V. G. Leiman, M. S. Shur, T. Otsuji, V. I. Ryzhii. Manifestation of plasmonic response in the detection of sub-terahertz radiation by graphene-based devices // Nanotechnology. 2018. V. 29. P. 245204.

5. A. Bylinkin, E. Titova, V. Mikheev, E. Zhukova, S. Zhukov, M. Belyanchikov, M. Kashchenko, A. Miakonkikh, D. Svintsov. Tight-Binding Terahertz Plasmons in Chemical-Vapor-Deposited Graphene // Physical Review Applied. 2019. V. 11.

6. S. Zanotto, L. Bonatti, M. F. Pantano, V. Mi˘seikis, G. Speranza, T. Giovannini, C. Coletti, C. Cappelli, A. Tredicucci, A. Toncelli. Strain-Induced Plasmon Confinement in Polycrystalline Graphene // ACS Photonics. 2023. V. 10. P. 394–400.

Капельная эпитаксия квантовых точек GaN на поверхности графеноподобной структуры *g*-SiN

Я. Е. Майдэбура[1,*], В. Г. Мансуров[1], Т. В. Малин[1], А. Н. Смирнов[2], К. С. Журавлев[1], Б. Пех[3]

[1]Институт физики полупроводников им. А. В. Ржанова СО РАН, пр. Акад. Лаврентьева, 13, Новосибирск, 630090, Россия
[2]Физико-технической институт им. А. Ф. Иоффе, ул. Политехническая 26, Санкт-Петербург, 194021, Россия
[3]Centre for Energy Research, Institute of Technical Physics and Materials Science, Konkoly-Thege ut 29-33, 1121 Budapest, Hungary
*maid@isp.nsc.ru

В данной работе, чтобы выявить перспективы метода капельной эпитаксии квантовых точек GaN на поверхности ван-дер-ваальсовой структуры *g*-SiN/Si(111), мы исследовали формирование капель Ga на поверхности *g*-SiN и их преобразование в островки GaN. Показано, что предложенный метод позволяет выращивать ненапряженные квантовые точки GaN с типом решетки «цинковая обманка» на доступной подложке с контролем их плотности и размера, что особенно важно для широкого применения квантовых точек GaN.

Введение

Уникальные свойства GaN квантовых точек (КТ), такие как большая энергия связи, сила осциллятора экситона и большая эффективная масса электронов и дырок вызывают значительный интерес со стороны фундаментальной и прикладной наук. На основе КТ GaN было продемонстрировано создание светодиодов, однофотонных излучателей, солнечных элементов, одноэлектронных транзисторов и спиновых затворов.

Тем не менее до сих пор существует проблема отсутствия способа одновременного получения низкой плотности / высокой плотности с заданным размером КТ, а также низкой дисперсии размеров КТ GaN. Возможным решением является формирование КТ GaN методом капельной эпитаксии (КЭ) на поверхности графеноподобного слоя SiN (*g*-SiN). Это обусловлено тем, что формирование КТ GaN методом КЭ на традиционной поверхности (Al(Ga)N, Si(111), Si(001)) связано с диффузией материала из капель в процессе кристаллизации, что осложняет контроль параметров КТ и получение монодисперсных КТ. Поверхность *g*-SiN из-за большой длины диффузии адатомов Ga и аморфизации *g*-SiN при обработке в аммиаке позволит подавить побочные механизмы формирования капель и КТ. Это сделает возможным контролируемое зарождение и нитридизацию капель и, соответственно, КТ GaN.

В данной работе, чтобы выявить перспективы метода КЭ КТ GaN на поверхности ван-дер-ваальсовой структуры *g*-SiN, мы исследовали формирование капель Ga на поверхности *g*-SiN и их преобразование в островки GaN.

Эксперименты по формированию островков GaN на поверхности *g*-SiN проводились на установке молекулярно-лучевой эпитаксии Riber CBE-32P. На очищенной путем отжига при 1076 °C подложке Si(111) был сформирован *g*-SiN путем обработки подложки в потоке аммиака 10 sccm при температуре роста 962 °C длительностью 6 секунд. После этого при температуре ростовой поверхности 600 °C наносились металлические капли Ga в течение 6 и 60 секунд. Последующая нитридизация всех образцов длительностью 4,5 минуты производилась при температуре ростовой поверхности 600 °C и потоке аммиака 250 sccm. *In situ* процессы формирования слоя *g*-SiN, нанесения, десорбции и нитридизации капель Ga были исследованы методом дифракции быстрых электронов на отражение. *Ex situ* исследование морфологии и кристаллической структуры образцов было выполнено методами атомно-силовой микроскопии (АСМ), высокоразрешающей просвечивающей электронной микроскопии (ВРПЭМ) и микро-фотолюминесценции (микро-ФЛ).

Результаты

На рисунке 1 показана эволюция дифракционной картины слоя *g*-SiN в процессе формирования островков GaN. Как видно из рис. 1, *b*, после нанесения металлического Ga сверхструктура 8×8, присущая слою *g*-SiN, полностью исчезает из-за формирования капель Ga. Анализ кинетических кривых нанесения и десорбции Ga при различных температурах позволил определить энергии активации процессов нанесения и десорбции Ga на поверхности *g*-SiN. Большое значение энергии активации десорбции Ga (около 2,8 eV) указывает на формирование капель Ga. После обработки капель Ga в потоке аммиака, как видно из рис. 1, *c*, на дифракционной картине появляются т. н. пятна Брэгга, характерные для трансмиссионной дифракции на 3D-островках. Пятна Брэгга концентрически размыты в небольшой угол, что указывает на то, что образовавшиеся островки слегка повернуты друг относительно друга. Интересным является появление дробных рефлексов 1/3 и 1/6, которые выделены на рис. 1, *c*. Эти рефлексы означают наличие упорядоченной структуры в направлении оси роста с периодом в 3 и 6 межплоскостных расстояний *d* соответственно. Структурой с периодом 3*d* является структура GaN типа цинковой обманки. Структура с периодом 6*d*, согласно данным работы Funato et al. [1], соответствует переходной структуре при структурном фазовом переходе в GaN типа «вюрцит-цинковая обманка».

АСМ-изображения показывают, что на поверхности слоя *g*-SiN происходит формирование слабо разупорядоченных островков GaN низкой плотности $n = 5\times10^9$ см$^{-2}$. Плотность островков при увеличении количества нанесенного Ga в 10 раз не изменяется, тогда как размер островков меняется значительно.

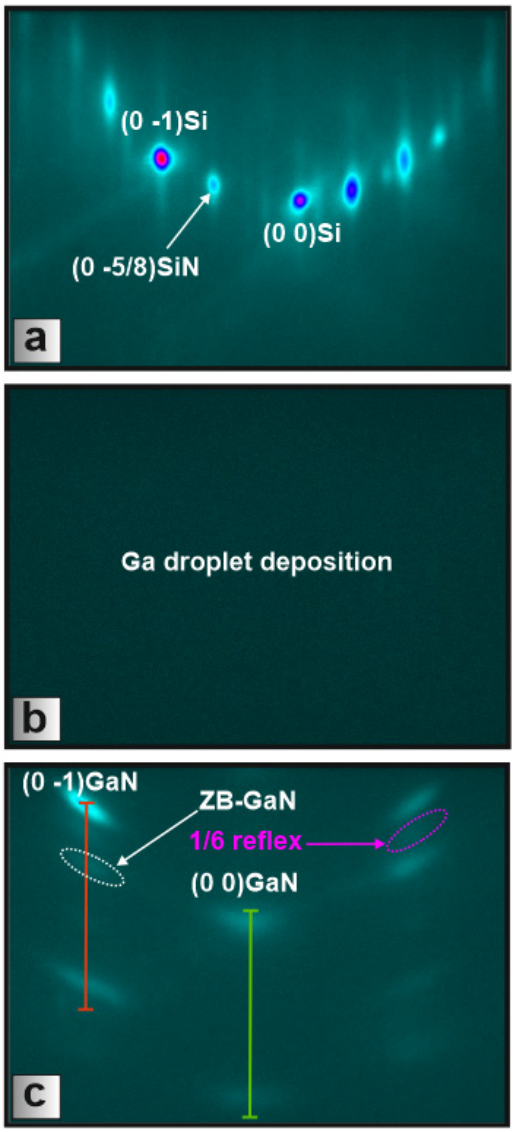


Рис. 1. Эволюция дифракционной картины в процессе формирования островков GaN: *a* – дифракционная картина исходного слоя *g*-SiN, *b* – слоя *g*-SiN после осаждения 6 МС Ga, *c* – островков GaN

При малом времени нанесения Ga распределение островков по размерам является узким и одномодальным. При увеличении времени нанесения Ga распределение островков по размерам становится многомодальным, что связано с процессами коалесценции и Оствальдского созревания. Из анализа распределения островков мы определили параметры, используемые для расчета плотности в рамках классической теории нуклеации. Метод определения параметров основан на подчинении распределения зоны захвата адатомов растущей капли обобщенному распределению Вигнера с параметром $\beta = i + 1$ в 2D-случае [2]. Используя параметры i и n, и предполагая сохранение изначального распределения капель при формировании островков, мы посчитали плотность капель при разных ростовых условиях нанесения Ga. Расчеты показывают, что плотность капель может быть снижена до 10^8 см$^{-2}$ в результате уменьшения потока Ga.

Микро-ФЛ островков GaN при времени нанесения Ga 60 указывает на одновременное сосуществование фаз GaN типа вюрцита и цинковой обманки, что подтверждает предположение о структурном фазовом переходе. Люминесценция от фазы типа цинковой обманки доминирует, что согласуется с данными дифракции. Используя метод ВРПЭМ, нам удалось обнаружить два типа островков, лежащих на поверхности слоя *g*-SiN, и непосредственно на подложке Si, где слой *g*-SiN не сформировался. Островок, сформированный на поверхности подложки Si, обладает плоскостью основания (001), структурой типа цинковой обманки и характеризуются значительными сжимающими напряжениями. Островок, сформированный на поверхности *g*-SiN, обладает плоскостью основания (111), структурой типа цинковой обманки и характеризуется отсутствием напряжений.

Выводы

Таким образом, благодаря высокой степени монодисперсности островков GaN, возможности управления плотностью островков в широких пределах, отсутствию встроенного электрического поля, высокому качеству и низкой стоимости подложек Si(111), предложенный метод выращивания островков при использовании слоя *g*-SiN является перспективным для широкого применения КТ GaN в различных областях науки и техники.

Финансирование

Работа выполнена в рамках государственного задания Института физики полупроводников им. А. В. Ржанова СО РАН.

Литература

1. M. Funato, T. Ishido, S. Fujita and S. Fujita // Appl. Phys. Lett. **76**, 330–332, 2000.

2. A. Pimpinelli and T. L. Einstein // Phys. Rev. Lett. **99**, 226102, 2007.

Температурные исследования спектров комбинационного рассеяния света и спин-фононного взаимодействия в магнитных топологических изоляторах $MnBi_2Te_4$ и $MnSb_2Te_4$

А. А. Максимов[1,*], И. И. Тартаковский[1], В. Н. Зверев[1], Н. А. Абдуллаев[2], Н. Т. Мамедов[2]

[1]Институт физики твердого тела РАН им. Ю. А. Осипьяна, Черноголовка, 142432, Россия
[2]Бакинский государственный университет, Баку, AZ1148, Азербайджан; Институт физики, Баку, AZ1141, Азербайджан
*maksimov@issp.ac.ru

В работе были подробно изучены спектры комбинационного рассеяния (КР) света в кристаллах магнитных топологических изоляторов в широком диапазоне температур, включающем область магнитного упорядочения, определены ангармонические параметры изученных кристаллов, обсуждается возможное влияние спин-фононного взаимодействия на частоты и интенсивности КР фононов.

Введение

Реализация магнитного порядка в функциональных квантовых материалах создает богатую платформу для исследования фундаментальных спиновых явлений, примерами которых являются и недавно открытые магнитные топологические материалы. Такие материалы имеют большие перспективы для применения в спинтронике, устройствах магнитной памяти и квантовых информационных технологиях. Введение магнетизма в топологические изоляторы открывает щель в топологических поверхностных состояниях, что, в свою очередь, может приводить к различным новым топологическим квантовым состояниям, таким как аномальный квантовый эффект Холла или состояние аксионного изолятора. Слоистые кристаллы $MnBi_2Te_4$ и $MnSb_2Te_4$ демонстрируют при температурах ~ 25–30 K переходы в магнитоупорядоченное состояние (антиферромагнитное в $MnBi_2Te_4$ и ферромагнитное в $MnSb_2Te_4$) и являются первыми экспериментальными реализациями внутреннего магнитного порядка в трехмерных топологических изоляторах, что позволяет надеяться наблюдать упомянутые квантовые состояния при несверхнизких температурах.

В настоящей работе были подробно изучены спектры комбинационного рассеяния (КР) света в кристаллах магнитных топологических изоляторов $MnBi_2Te_4$ и $MnSb_2Te_4$ в широком диапазоне температур, включая области магнитного упорядочения, с целью обнаружения возможного влияния спин-фононного взаимодействия на частоты фононов и их интенсивностей в КР света.

Методика экспериментов

Исследованные монокристаллы имели форму тонких пластинок с линейными размерами до нескольких миллиметров и толщиной d ~ 50–100 мкм.

Спектры КР света в кристаллах $MnBi_2Te_4$ и $MnSb_2Te_4$ исследовались при возбуждении HeNe-лазером с длиной волны излучения 632,817 нм с помощью спектрального прибора DilorXY 500, оснащенного охлаждаемым CCD-детектором. Образцы помещались в оптический гелиевый криостат с регулируемой температурой от 4,2 K до комнатной с точностью ~0,1 K. Лазерное излучение мощностью, не превышающей ~10 мВт, фокусировалось на однородном участке свежесколотой поверхности образца в пятно диаметром ~100 мкм. Такая плотность мощности лазера не вызывала изменений спектров КР при любых временах экспозиции, которые могли меняться от нескольких минут до получаса, для регистрации спектров с высоким отношением сигнала (интенсивности КР) к шуму. Большие времена накопления могут приводить к проявлению долгосрочной, пускай даже слабой, нестабильности калибровки спектральных приборов, что, в свою очередь, может вызывать дополнительную ошибку при определении частоты фонона при проведении экспериментов при различных температурах. Для повышения точности определения частоты фононов до величины ~0,1 $см^{-1}$ одновременно с регистрацией спектров КР, в оптический путь установки посылался свет, сравнимый с интенсивностью КР света, от калибровочной Ne-лампы низкого давления [1].

Также были измерены спектры КР кристаллов $MnBi_2Te_4$ с высоким спектральным разрешением на спектрографе модели М522 с помощью фильтра VLP02-785-12.5, позволяющего, начиная с частоты ~20 $см^{-1}$, регистрировать КР света в антистоксовой части спектра при возбуждении полупроводниковым лазером с длиной волны излучения 785 нм.

Результаты и обсуждение

Хорошо известно, что зависимость частот фононов $\omega(T)$ при изменении температуры T от гелиевых до комнатных, связанная с ангармонизмом, может быть хорошо описана с учетом трехфононных процессов взаимодействия:

$$\omega(\mathrm{T}) = \omega_0 + \delta\omega \times \left[1 + \frac{2}{\exp(\omega_0/2\mathrm{T}) - 1}\right].$$

Здесь $\omega_0+\delta\omega$ – частота фонона при нулевой температуре, отношение $\delta\omega/\omega_0$ определяет наклон практически линейной зависимости $\omega(T)$ при высоких температурах.

В работе [2] было сделано утверждение, что частота A_{1g}^1 фонона с частотой вблизи ~48 $см^{-1}$ в кристаллах $MnBi_2Te_4$ при температурах ниже температуры перехода в антиферромагнитное состояние увели-

чивается на величину ~ 0,3 см$^{-1}$ по сравнению с зависимостью, следующей из стандартной ангармонической модели, что связывалось авторами с проявлением спин-фононного взаимодействия. Ровно противоположное экспериментальное утверждение было сделано в работе [3], где наблюдалось примерно такое же по величине смягчение (уменьшение) частоты этого фонона при низких температурах. Следует отметить, что точность определения частоты исследуемого фонона в этих работах находилась на пределе экспериментальных возможностей, значительно превышая в том числе и спектральное разрешение.

Были выполнены тщательные измерения спектров КР $MnBi_2Te_4$ кристаллов при различных температурах – от гелиевой до комнатной с высокой точностью определения спектрального положения полос КР.

Как видно из результатов, представленных на рис. 1, с точностью до ±0,1 см$^{-1}$ температурная зависимость частоты A_{1g}^1 фонона может быть описана стандартной ангармонической моделью, не учитывающей спин-фононного взаимодействия.

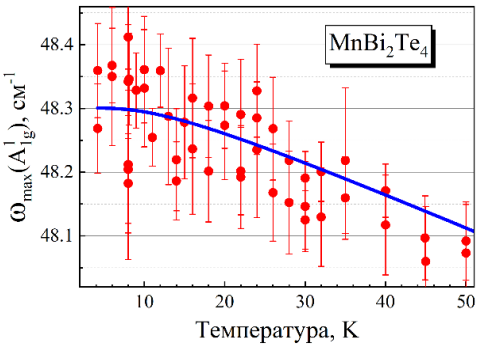


Рис. 1. Зависимость частоты фонона A_{1g}^1 в кристаллах $MnBi_2Te_4$ (точки). Сплошная кривая получена по формуле (см. текст) с параметрами $\omega_0 \approx 48{,}4$ см$^{-1}$ и $\delta\omega \approx -0{,}094$ см$^{-1}$ для наилучшего согласия с экспериментальными данными

На рис. 2 показаны спектры КР в области высокочастотных фононов кристаллов $MnBi_2Te_4$ при различных температурах – от гелиевой до 35 K. Спектры получены с высоким спектральным разрешением при возбуждении лазером с длиной волны 785 нм при параллельных поляризациях возбуждающего и рассеянного излучения. В отличие от работ [1–3] в спектрах КР виден хорошо разрешенный фонон с симметрией A_{1g}^2. Видно, что интенсивность этого фонона с понижением температуры ниже температуры Нееля T_N несколько возрастает.

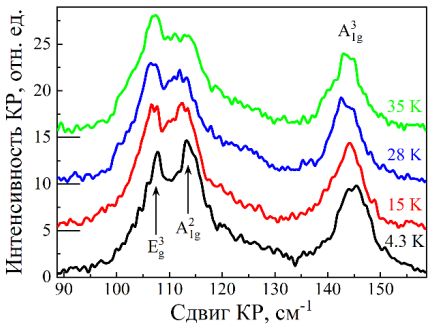


Рис. 2. Спектры КР кристалла $MnBi_2Te_4$, полученные при возбуждении лазером с длиной волны 785 нм, при различных температурах. Спектры сдвинуты по шкале интенсивностей для наглядности

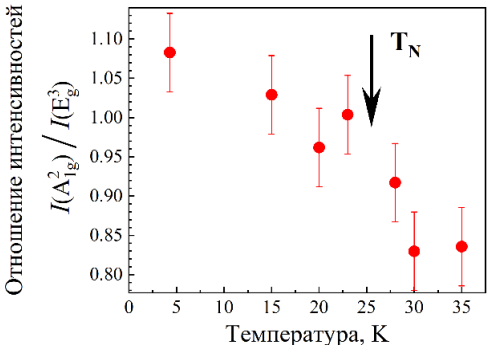


Рис. 3. Зависимость отношения интенсивностей КР фононов A_{1g}^2 и симметрии E_g^3 от температуры

На рис. 3 показана относительная интенсивность КР фононов A_{1g}^2 и симметрии E_g^3 в кристаллах $MnBi_2Te_4$ при различных температурах. При температурах выше T_N это отношение остается практически постоянным, а вблизи антиферромагнитного фазового перехода начинает наблюдаться относительный рост интенсивности I фонона A_{1g}^2 симметрии. Такое поведение можно объяснить проявлением спин-фононного поведения, которое наиболее сильным образом должно проявляться именно для фонона A_{1g}^2 симметрии [2].

Литература

1. А. А. Максимов, И. И. Тартаковский, З. С. Алиев и др. // Письма в ЖЭТФ. 2023. Т. 118. С. 361–366.

2. H. Padmanabhan, M. Poore, P. K. Kim, et al. // Nat. Commun. 2022. V. 13. P. 1929.

3. J. Choe, D. Lujan, M. Rodriguez-Vega, et al. // Nano Lett. 2021. V. 21. P. 6139–6145.

Органические солнечные элементы на основе звездообразных и линейных донорно-акцепторных сопряженных молекул

А. Л. Маннанов[1,2,*], Д. О. Балакирев[1], С. А. Пономаренко[1], Д. Ю. Паращук[1,2], Ю. Н. Лупоносов[1]

[1]Институт синтетических полимерных материалов им. Н. С. Ениколопова РАН, ул. Профсоюзная, 70, Москва, 117393
[2]Московский государственный университет им. М. В. Ломоносова, Ленинские горы, 1, Москва, 119991
*artur.mannanov@ispm.ru

В работе систематически исследовано влияние молекулярной структуры звездообразных и линейных донорно-акцепторных сопряженных молекул на фотоэлектрические характеристики однокомпонентных и гетеропереходных органических солнечных элементов на их основе, а также выявлены механизмы фотогенерации и рекомбинации зарядов в однокомпонентных органических солнечных элементах.

Введение

Высокоэффективные органические солнечные элементы (ОСЭ) основаны на гетеропереходе II типа, образующемся при контакте двух органических полупроводников – донора электронов и акцептора электронов. Гетеропереход необходим для разделения на свободные заряды экситонов – связанных электроно-дырочных пар, которые образуются в органических полупроводниках при поглощении фотонов и имеют энергию связи, существенно превышающую тепловую энергию. ОСЭ с рекордной на сегодняшний день эффективностью – это устройства с объемным гетеропереходом. В фотоактивном слое таких ОСЭ донор и акцептор имеют нанофазное разделение, и их контакт распределен по всему фотоактивному слою, что позволяет разделять на свободные заряды практически все сгенерированные экситоны. В то же время наноморфологию фотоактивного слоя сложно контролировать, она сильно зависит от методов и условий нанесения пленки, а также от ее постобработки. Более того, она может меняться со временем из-за термодинамической нестабильности фаз. По этой причине в последнее время также обращают на себя внимание и ОСЭ на основе одного донорно-акцепторного материала, донорные и акцепторные фрагменты в котором ковалентно связаны.

Донорно-акцепторные (Д-А) сопряженные молекулы являются одними из наиболее перспективных органических архитектур для использования как в гетеропереходных, так и в однокомпонентных ОСЭ. Д-А-концепция в молекулярном дизайне сопряженных молекул позволяет точно настраивать на их основе свойства материалов – такие как уровни энергии граничных орбиталей, спектры поглощения и люминесценции, фазовое поведение, подвижность носителей заряда и другие. Эта концепция используется при молекулярном проектировании как сопряженных полимеров, так и малых молекул; при этом последние характеризуются монодисперсностью, контролируемым уровнем молекулярной чистоты и хорошей воспроизводимостью характеристик фотовольтаических устройств от партии к партии. На свойства материалов влияет и разветвленность архитектуры Д-А-молекул: звездообразная архитектура обладает рядом преимуществ перед линейной, таких как повышенная растворимость, меньшая анизотропия оптических и электрических свойств, более высокое значение молярных коэффициентов экстинкции. Выявление корреляций между структурой молекул, свойствами материалов и эффективностью устройств на их основе ускорит дальнейший прогресс в области гетеропереходных и однокомпонентных ОСЭ.

Однокомпонентные ОСЭ заслуживают особого внимания. Хотя их эффективность в настоящее время низка по сравнению с гетеропереходными устройствами, в последние годы они привлекают большое внимание в области органической фотовольтаики [1, 2]. Причины низкой эффективности однокомпонентных ОСЭ и способы ее повышения остаются малоизученными. В данной работе систематически исследовано влияние молекулярной структуры звездообразных и линейных донорно-акцепторных сопряженных молекул на фотоэлектрические характеристики однокомпонентных и гетеропереходных ОСЭ на их основе, а также выявлены механизмы фотогенерации и рекомбинации зарядов в однокомпонентных ОСЭ.

Результаты

Были продемонстрированы однокомпонентные ОСЭ на основе сопряженных звездообразных Д-А-молекул $N(Ph\text{-}nT\text{-}DCV\text{-}R)_3$ (рис. 1) с КПД, достигшим 1,22%, и внешней квантовой эффективностью, достигшей 24%, которые являются одними из самых высоких для этого класса материалов. Для наиболее эффективных однокомпонентных ОСЭ на основе $N(Ph\text{-}2T\text{-}DCV\text{-}Et)_3$ были изучены механизмы генерации и рекомбинации зарядов. Интенсивностные зависимости вольт-амперных характеристик указывают на преимущественно мономолекулярный механизм рекомбинации зарядов как в режиме короткого замыкания, так и в точке максимальной мощности, и преобладание бимолекулярного механизма в режиме разомкнутой цепи. Линейная зависимость фототока от внутреннего электрического поля указывает на полевой механизм фотогенерации зарядов, который хорошо описывается моделью Онзагера в пределе малых электрических полей с начальным радиусом внутрипарного разделения зарядов более чем в три раза меньшим кулоновского радиуса [3].

Было проведено сравнение шести звездообразных Д-А-молекул с гексилдициановинильными концевы-

ми акцепторными группами, связанными через битиофеновый π -спейсер с различными донорными центрами: трифениламиновым, метокси-трифениламиновым, сшитым трифениламиновым, *s*-карбазольным, *t*-карбазольным и бензотрииндольным. Влияние типа донорного центра на фотоэлектрические характеристики однокомпонентных и гетеропереходных фуллереновых ОСЭ неоднозначно: среди гетеропереходных ОСЭ молекула со сшитым трифениламиновым центром является одной из наиболее эффективных, в то же время среди однокомпонентных ОСЭ она является наименее эффективной. В обоих типах ОСЭ молекулы с трифениламиновым и бензотрииндольным центрами показали наилучшую эффективность [4]. Была изучена серия звездообразных молекул на основе трифениламинового донорного центра и гексилдицианвинильных акцепторных групп, отличающихся количеством тиофенов (Т) в лучах от 0 до 4. Эффективность однокомпонентных ОСЭ увеличивается с удлинением π -спейсера, КПД возросли с 0,06% для 1Т до 1,1% для 4Т. В целом тенденция увеличения КПД с удлинением π -спейсера сохраняется и для гетеропереходных фуллереновых ОСЭ [5].

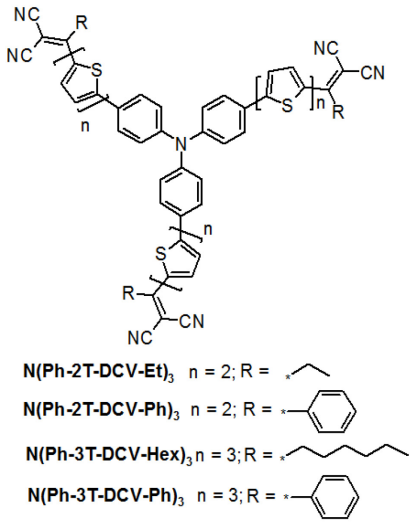


Рис. 1. Общая химическая структура звездообразных молекул типа $N(Ph\text{-}nT\text{-}DCV\text{-}R)_3$

Была исследована серия Д-А линейных молекул на основе олиготиофенов (5Т и 7Т), различающихся длиной сопряжения и типом акцепторных групп (рис. 2). Все олиготиофены, используемые в качестве донорных материалов в смесях с популярными нефуллереновыми акцепторами IDIC и Y6, продемонстрировали различные характеристики в ОСЭ. Результаты показали, что фотовольтаические параметры устройств на основе донорных молекул с семью тиофеновыми фрагментами или цианоацетатными акцепторными группами превосходят таковые у устройств на основе аналогов с пятью тиофеновыми фрагментами или дицианвинильными акцепторными группами. Показано, что акцептор Y6 больше подходит для этих доноров, наиболее эффективные ОСЭ показали эффективность 7,2% [6].

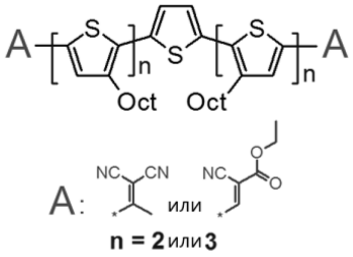


Рис. 2. Общая химическая структура линейных олиготиофеновых молекул

Было также проведено сравнение четырех звездообразных Д-А-молекул с бензотрииндольным центром, различающихся длиной π-спейсера и типом акцепторных групп, в смесях с IDIC и Y6. Как и в случае с линейными молекулами, молекулы с цианоацетатными акцепторными группами превзошли по эффективности аналоги с дицианвинильными акцепторными группами [7].

Выводы

Основным лимитирующим фактором работы однокомпонентных ОСЭ на основе звездообразных Д-А-сопряженных молекул является генерация свободных зарядов из экситонного состояния. Сильная зависимость фототока от внутреннего электрического поля указывает на полевой механизм фотогенерации зарядов, который хорошо описывается моделью Онзагера диссоциации зарядовых пар. Увеличение длины π-спейсера между донорным и акцепторным блоками в звездообразных сопряженных молекулах приводит к более эффективной диссоциации экситонов и генерации большего числа свободных зарядов, что приводит к увеличению эффективности соответствующих однокомпонентных ОСЭ.

Нефуллереновые гетеропереходные ОСЭ на основе линейных и звездообразных Д-А-молекул с цианоацетатными концевыми акцепторными группами имеют большую эффективность по сравнению с ОСЭ на основе аналогов с дицианвинильными группами.

Финансирование

Работа выполнена при поддержке гранта РНФ № 19-73-10198-П.

Литература

1. J. Roncali, I. Grosu // Advanced Science. 2019. V. 6, no. 1. P. 1801026.
2. Y. He, Li N., C. J. Brabec // Organic Materials. 2021. V. 03, no. 02. P. 228–244.
3. A. L. Mannanov, et al. // Organic Electronics. 2020. V. 78. P. 105588.
4. A. N. Solodukhin, et al. // Energies. 2021. V. 14, no. 12. P. 3596.
5. Y. N. Luponosov, et al. // Materials Today Energy. 2021. V. 22. P. 100863.
6. N. K. Kalinichenko, et al. // Dyes and Pigments. 2021. V. 194. P. 109592.
7. D. O. Balakirev, et al. // Dyes and Pigments. 2023. V. 216. P. 111343.

Температурно инициированные внутризонные излучательные переходы в кремниевых нанокристаллах с донорами

Д. С. Маркин*, С. А. Фомичев, В. А. Бурдов

Нижегородский государственный университет им. Н. И. Лобачевского, пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603022
*dima.markin.2018@gmail.com

Теоретически исследуется возможность получения эффективной люминесценции видимого диапазона в нанокристаллах кремния с донорами, порождаемой электронными переходами внутри зоны проводимости. Показано, что в нанокристаллах малых размеров уровень основного состояния в зоне проводимости сильно отщеплен от всего остального спектра, и переходы с вышележащих уровней, разрешенные тетраэдрической симметрией системы, могут давать частоты излучения из видимой области спектра. Характерные времена внутризонных переходов составляют десятые – сотые доли микросекунды и существенно зависят от температуры.

Введение

Кремниевые нанокристаллы с примесными центрами исследуются уже довольно давно – более двух десятилетий, и сама идея использования доноров для увеличения скоростей излучательных переходов в кремниевых нанокристаллах не является новой. При этом, однако, теоретически и экспериментально исследовались только межзонные переходы и только с мелкими донорами, такими как фосфор, литий, сурьма, мышьяк. Результаты этих исследований показали, что в случае введения в нанокристалл атома фосфора, скорости излучательной рекомбинации могут быть увеличены на один-два порядка, а интенсивность фотолюминесценции возрастает в несколько раз. Это увеличение, тем не менее, оказывается недостаточным, чтобы обеспечить эффективную световую эмиссию из кремниевых нанокристаллов, сопоставимую с эмиссией из прямозонных полупроводников или структур на их основе. В связи с этим, предлагается использование не межзонных (при которых обязательно станет разрешен и высокоэффективный альтернативный и шунтирующий оже-процесс), а внутризонных оптических переходов с характерными частотами, принадлежащими видимому диапазону, для чего может быть использован, например, висмут, не являющийся столь мелким, как остальные доноры пятой группы.

Хорошо известно, что основное состояние для доноров замещения в объемном кремнии является сильно отщепленным (десятки мэВ) от всего остального спектра, что обусловлено короткодействующим потенциалом иона донора и наличием долинно-орбитального взаимодействия. В нанокристалле эффект существенно усиливается из-за так называемого эффекта квантового конфайнмента [1], т. е. фактически из-за малых размеров объекта. Среди доноров пятой группы самую большую энергию связи имеет висмут. Естественно ожидать, что и в нанокристалле с атомом висмута основное состояние в зоне проводимости также будет сильнее отщеплено от остальных уровней, чем для других доноров [2]. При этом, уменьшая размер нанокристалла, можно добиться увеличения величины расщепления уровней до значений, близких к одному электронвольту или даже превышающих это значение. В отсутствие донора уровень энергии основного состояния в нанокристалле является шестикратно вырожденным. Это вырождение частично снимается путем короткодействующего потенциала иона донора, «усиливающего» тетраэдрическую симметрию системы. В частности, уровень расщепляется на синглет (единичное неприводимое представление A_1 группы тетраэдра), дублет (неприводимое представление E) и триплет (неприводимое представление T_2). При этом синглетный уровень оказывается сильно отщепленным вниз от уровней дублета и триплета, которые, в свою очередь, располагаются очень близко друг к другу.

Результаты

Тетраэдрическая симметрия системы разрешает синглет-триплетные излучательные переходы, причем в случае, когда в нанокристалл введен атом висмута, частоты таких переходов могут соответствовать и видимому диапазону [2]. Эти переходы являются внутризонными, что позволяет обойти основное препятствие на пути получения эффективной световой эмиссии из кремния – его непрямозонность. Однако, как показывают расчеты, такие переходы оказываются, все-таки, в значительной степени подавленными из-за близкой симметрии огибающих функций для состояний синглета и триплета (функции *s*-типа). Вместе с тем, следующее за синглетом, дублетом и триплетом состояние (первое возбужденное состояние в нанокристалле в отсутствие донора) имеет энергию, близкую к энергии триплетного состояния, и описывается огибающей функцией *p*-типа. При этом шестикратно вырожденный изначально уровень расщепляется на два триплета с симметрией неприводимых представлений T_1 и T_2. Переходы из синглетного состояния A_1 (или в синглетное состояние) с поглощением (или излучением) фотона возможны только в триплетное состояние T_2 (или из триплетного состояния). Переходы типа $A_1 \leftrightarrow E$ или $A_1 \leftrightarrow T_1$ запрещены тетраэдрической симметрией системы. В интервале радиусов нанокристалла от одного до трех нанометров расстояние между уровнями триплетных состояний T_2 *s*- и *p*-типа составляет сотые доли электронвольта. При нуле температур электрон, возбужденный на верхние уровни зоны проводимости, будет релаксировать в триплетное состояние *s*-типа и уже оттуда совершать излучательный переход в основное синглетное состояние. Если же темпе-

ратура будет близка к комнатной, то в квазиравновесии триплетное состояние *p*-типа будет иметь отличную от нуля вероятность заселения. В этом случае вероятность излучательного перехода $A_1 \leftrightarrow T_2$ в единицу времени (скорость перехода), просуммированная по триплетным состояниям как *s*-, так и *p*-типа, может быть описана следующим выражением:

$$\tau^{-1} = \frac{\tau_s^{-1} + \tau_p^{-1} \exp\left[-\Delta / k_B T\right]}{1 + \exp\left[-\Delta / k_B T\right]},$$

где Δ – разность энергий триплетных состояний *s*- и *p*-типа, k_B – постоянная Больцмана, T – температура, а τ_s^{-1} и τ_p^{-1} – скорости синглет-триплетных излучательных переходов для триплетов *s*- и *p*-типа соответственно, вычисляемые с помощью «золотого правила» Ферми. Суммирование по всем волновым векторам и поляризациям фотонов дает для скоростей этих переходов:

$$\tau_s^{-1} = \frac{4\kappa^2 \varepsilon \sqrt{\left[E(T_{2s}) - E(A_1)\right]}}{3 m_0^2 \hbar^2 c^3} \left| \mathbf{p}_{A_1 T_{2s}} \right|^2;$$

$$\tau_p^{-1} = \frac{4\kappa^2 \varepsilon \sqrt{\left[E(T_{2p}) - E(A_1)\right]}}{3 m_0^2 \hbar^2 c^3} \left| \mathbf{p}_{A_1 T_{2p}} \right|^2.$$

Здесь ε – диэлектрическая проницаемость окружающей матрицы, а κ – некий коэффициент, учитывающий разницу в диэлектрических постоянных кремниевого нанокристалла и окружающей матрицы [3]. Энергии переходов, равные разностям энергий триплетных и синглетного состояний, практически одинаковы для обоих типов триплетов, в то время как матричный элемент оператора импульса имеет заметно большую величину для триплета *p*-типа.

Таким образом, при температурах порядка комнатной, оказываются активными оба синглет-триплетных перехода, причем триплетное состояние *p*-типа при определенных условиях будет вносить больший вклад в общую скорость перехода, чем триплетное состояние *s*-типа, поскольку $\tau_s > \tau_p$. Соответственно, общая скорость излучательного перехода оказывается существенным образом зависящей от температуры – в интервале температур от нуля до комнатной скорость может меняться более чем на порядок. Для нанокристаллов с радиусами от одного до полутора нанометров абсолютные значения скорости перехода составляют порядка 10^6 – 10^8 обратных секунд.

Финансирование

Работа была поддержана грантом РНФ № 23-22-00275.

Литература

1. Z. Zhou, M. L. Steigerwald, R. A. Friesner, L. Brus, M. S. Hybertsen // Phys. Rev. B. 2005. V. 71. P. 245308.

2. С. А. Фомичев, В. А. Бурдов // ФТП. 2023. Т. 57. С. 566–569.

3. A. Thranhardt, C. Ell, G. Khitrova, H. M. Gibbs // Phys. Rev. B. 2002. V. 65. P. 035327.

Спектральный состав стимулированного излучения микродисковых лазеров с квантовыми точками при неоднородном оптическом и электрическом возбуждении

И. С. Махов[1,*], А. А. Караборчев[1], Н. А. Шандыба[2], Н. Е. Черненко[2], М. С. Солодовник[2], Н. В. Крыжановская[1], А. Е. Жуков[1]

[1]Высшая школа экономики, ул. Кантемировская, 3, Санкт-Петербург, 194100
[2]Южный федеральный университет, ул. Шевченко, 2, Таганрог, 347922
*imahov@hse.ru

В работе выполнены исследования излучательных характеристик микролазеров с квантовыми точками InAs/InGaAs/GaAs с дисковыми резонаторами различных размеров в условиях неоднородного электрического и оптического возбуждения. В результате неоднородного оптического возбуждения микролазеров обнаружен перескок длины волны генерации, связанный с переключением между лазерными модами при изменении возбуждаемой области резонатора. Неоднородное электрическое возбуждение, организованное посредством изменения площади верхнего электрического контакта микролазеров воздействием фокусированного ионного пучка, позволило изменять пороговые токи двухуровневой лазерной генерации. Таким образом, в работе показаны возможности переключения длин волн лазерной генерации при изменении геометрии оптической и электрической накачки, что может быть использовано для повышения пропускной способности оптических систем передачи данных.

Введение

В последнее время не угасает интерес к исследованиям микролазеров с дисковыми резонаторами, поддерживающими распространение высокодобротных мод шепчущей галереи (МШГ), поскольку такие устройства могут быть использованы, в частности, в фотонных интегральных схемах. При этом использование квантовых точек (КТ) в активной области таких микролазеров позволяет достичь низких пороговых токов, высоких частот прямой модуляции, а также стабильной работы при повышенных температурах [1].

Активная область с КТ характеризуется малыми длинами латеральной диффузии (менее 100 нм для InAs КТ [2]), что связано со всесторонней локализацией носителей заряда в КТ. В таком случае неоднородное возбуждение резонатора лазера с КТ приведет к возникновению неоднородного распределения носителей заряда в плоскости резонатора, что повлияет на характеристики лазерной генерации. Во-первых, поскольку оптическим модам микрорезонаторов соответствует различная пространственная конфигурация электромагнитного поля, то такая неоднородная накачка может привести к подавлению генерации ряда мод микролазеров (или же достижения условий лазерной генерации для отдельных мод). В таком случае изменение пространственной конфигурации неоднородного возбуждения открывает пути для переключения мод лазерной генерации, каждой из которых соответствует своя длина волны. Во-вторых, области резонатора с меньшей концентрацией носителей заряда будут давать вклад в поглощение, что схоже с ростом внутренних потерь в резонаторе и открывает пути для управления уровнем потерь в них. Это, в свою очередь, является важным параметром для управления характеристиками двухуровневой лазерной генерации, связанной с возникновением генерации одновременно на двух оптических переходах КТ, поскольку известно, что пороговые мощности накачки, а также спектральное положение лазерных линий в микролазерах на КТ существенно зависят от соотношения между уровнем полных потерь и величинами насыщенного усиления на основном и возбужденном переходах КТ [3]. Поэтому настоящая работа посвящена исследованиям особенностей спектрального состава стимулированного излучения в микродисковых лазерах при их неоднородном возбуждении.

Образцы и методика эксперимента

Гетероструктуры были выращены методом молекулярно-пучковой эпитаксии на подложках полуизолирующего или n^+-GaAs для случаев оптических и инжекционных микролазеров соответственно. Активная область инжекционных микролазеров содержала 10 рядов КТ InAs/$In_{0,15}Ga_{0,85}As$/GaAs, заключенных между широкозонными эмиттерными слоями $Al_{0,25}Ga_{0,75}As$ n- и p-типа легирования толщиной 2,5 и 2,2 мкм соответственно. Микродисковые резонаторы диаметрами 28 и 24 мкм были сформированы из лазерной гетероструктуры посредством фотолитографии и плазмохимического травления. С помощью металлизации AgMn/Ni/Au и AuGe/Ni/Au формировались контакты к p- и n-областям лазеров. Затем посредством травления фокусированным ионным пучком (ФИП) проводилось разделение верхнего p-контакта микролазеров на 2 секции различной площади. Глубина травления составляла величину около 300 нм, чтобы избежать проникновения высокоэнергетичных ионов в активную область лазеров.

Активная область оптических микролазеров содержала 5 слоев InAs/$In_{0,15}Ga_{0,85}As$/GaAs КТ, заключенных между широкозонными нелегированными слоями $Al_{0,3}Ga_{0,7}As$ толщиной 20 нм. Микродисковые резонаторы диаметрами 2–12 мкм были сформированы из лазерной гетероструктуры посредством фотолитографии и плазмохимического травления.

При измерениях питание инжекционных микролазеров осуществлялось в импульсном режиме (500 нс, 4 кГц), чтобы избежать их нагрева. Электрический контакт осуществлялся отдельно для каждой секции контактов микролазеров с помощью проводящего микрозонда. Сбор излучения электролюминесценции от микролазеров осуществлялся микро-

объективом Mitutoyo MPlan APO NIR ×100. Возбуждение оптических микролазеров осуществлялось с помощью непрерывного Nd:YLF-лазера (длина волны 527 нм), излучение которого фокусировалось в пятно диаметром 2–3 мкм на поверхности резонатора с помощью MPlan APO NIR ×50. Сбор излучения осуществлялся с торца резонаторов микрообъективом Mitutoyo MPlan APO NIR ×20. Измерение спектров люминесценции производилось с помощью монохроматора Andor Shamrock 500i с охлаждаемым InGaAs фотодетектором.

Результаты

В спектрах спонтанной люминесценции гетероструктур для инжекционных и оптических микролазеров проявляется широкая полоса излучения в диапазоне длин волн 1–1,3 мкм, которая связана с излучательной рекомбинацией электронов и дырок через основное (GS), первое, второе и третье возбужденные (ES1, ES2 и ES3) состояния КТ, а также через состояния InGaAs/GaAs квантовой ямы.

В инжекционных микродисках лазерная генерация возникает на длинах волн вблизи 1280 нм, соответствующих GS-переходу КТ, при пороговых токах ~5 мА (рис. 1). При этом изменение площади верхнего электрического контакта приводит к изменению пороговых токов лазерной генерации как через GS, так и через ES1 (двухуровневая генерация) переходы. Уменьшение площади контакта приводит к росту порогового тока для GS-генерации и соответствующему спаду порогового тока двухуровневой генерации через ES1-переход. Наблюдаемое изменение пороговых токов объясняется ростом внутренних потерь при прокачке контактов малой площади в силу того, что непрокачиваемые области микрорезонаторов вносят дополнительный вклад в поглощение из-за наличия незаселенных квантовых точек. Однако, в силу малой глубины травления ФИП, остается существенным влияние латерального растекания тока по верхнему *p*-эмиттеру.

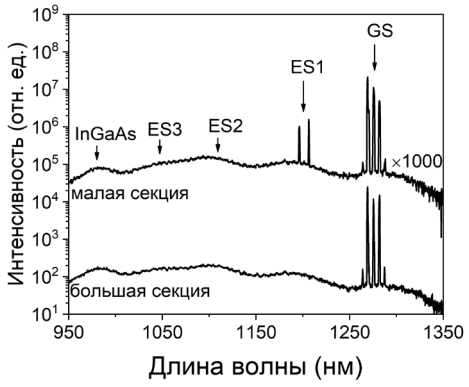


Рис. 1. Спектры электролюминесценции 24 мкм микродискового лазера, измеренные при токе накачки 90 мА через электрические контакты различной площади

На рис. 1 показаны спектры электролюминесценции микродиска диаметром 24 мкм, в котором верхний электрический контакт разделен на 2 части с соотношением площадей 70/30%, измеренные при токе инжекции 90 мА. Видно, что в случае прокачки электрического контакта большей площади наблюдается лазерная генерация только через GS-переход КТ, тогда как при прокачке контакта малой площади уже проявляется двухуровневая генерация через GS- и ES1-переходы КТ.

В оптических микролазерах генерация также возникала на GS-переходе КТ. При накачке в центр 12 мкм микрорезонатора в спектре излучения проявляется одна доминирующая МШГ вблизи длины волны 1300 нм (рис. 2), в то время как при смещении пятна лазера накачки от центра микрорезонатора мода с длиной волны 1300 нм гаснет, а генерация возникает на длине волны 1315 нм. При этом область сбора излучения с торца микрорезонаторов оставалась постоянной. Такое переключение лазерной МШГ объясняется различным уровнем потерь для разных мод, которые имеют различную пространственную конфигурацию.

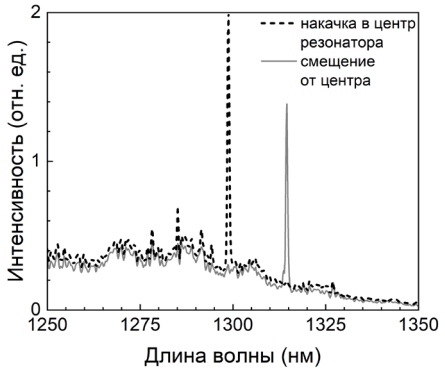


Рис. 2. Спектры микрофотолюминесценции микродискового лазера диаметром 12 мкм, измеренные при накачке в центр резонатора и при смещении пятна накачки относительно его центра

Таким образом, в работе показаны возможности переключения длин волн лазерной генерации при изменении геометрии оптической и электрической накачки, что может быть использовано для повышения пропускной способности оптических систем передачи данных.

Финансирование

Работа выполнена при поддержке гранта РНФ № 22-72-00028.

Литература

1. A. E. Zhukov, N. V. Kryzhanovskaya, E. I. Moiseev, and M. V. Maximov // Light: Science & Applications. 2021. V. 10. P. 80.

2. A. Fiore, M. Rossetti, B. Alloing, C. Paranthoen, J. X. Chen, L. Geelhaar and H. Riechert // Physical Review B. 2004. V. 70. P. 205311.

3. I. Makhov, K. Ivanov, E. Moiseev, A. Dragunova, N. Fominykh, Y. Shernyakov, M. Maximov, N. Kryzhanovskaya, and A. Zhukov // Photonics. 2023. V. 10, no. 3. P. 23.

Химическая кинетика процесса нитридизации поверхности Si(111) при температурах ниже фазового структурного перехода (7×7)→(1×1)

В. Г. Мансуров[1], Т. В. Малин[1], Д. Д. Башкатов[1,2], Д. С. Милахин[1,2,*], К. С. Журавлев[1]

[1]Институт физики полупроводников им. А. В. Ржанова СО РАН, пр. Акад. Лаврентьева, 13, Новосибирск, 630090
[2]Новосибирский государственный технический университет, пр. К. Маркса, 20, Новосибирск, 630073
*dmilakhin@isp.nsc.ru

Данная работа посвящена исследованию условий формирования кристаллической фазы нитрида кремния в результате контролируемой нитридизации поверхности Si(111) при варьировании температуры подложки в диапазоне 700–800 °C. Определен активационный барьер 0,6 эВ, связанный с образованием кристаллической фазы SiN (8×8) на упорядоченной кремниевой сверхструктуре (7×7).

Введение

На сегодняшний день достигнут значительный прогресс в разработке и изготовлении таких устройств, как светоизлучающие диоды, фотодетекторы, полевые транзисторы на основе гетероэпитаксиальных структур нитрида галлия-алюминия (GaN, AlN) на различных темплатах и подложках, включая кремний (Si).

Результаты ранних экспериментов по прямому росту AlN на Si(111) при относительно высоких температурах (>1000 °C) продемонстрировали образование аморфного слоя Si_xN_y на границе раздела AlN/Si, что приводило к эпитаксиальному росту структур низкого качества. Кроме того, было показано, что качество гетерограницы AlN/Si оказывает значительное влияние на токи утечки и транспорт носителей по эпитаксиальной структуре во время работы готовых устройств.

Во многих исследованиях сообщается о пользе кратковременной нитридизации кремниевых подложек в потоке аммиака перед ростом кристаллического AlN. Нитридизация Si – это самоограничивающийся процесс, который обеспечивает формирование тонкого (несколько нм) кристаллического слоя SiN с характерной сверхструктурой (8×8) и предотвращает диффузию Si в растущую пленку AlN. Данный подход особенно актуален при росте A_3-нитридов методом аммиачной молекулярно-лучевой эпитаксии, поскольку данный метод позволяет точно контролировать малые потоки аммиака в ростовой камере. В работе [1] упоминается, что кристаллические островки SiN, образованные в результате контролируемой нитридизации поверхности Si, при последующем осаждении Al превращаются в эпитаксиальные островки AlN, из которых впоследствии вырастает AlN высокого структурного качества. Авторы также отмечают, что последующие слои GaN наилучшего качества были получены, когда рост начинался с предварительного экспонирования поверхности Si(111) в потоке аммиака [1]. Конечная сжимающая деформация GaN, выращенного на таком слое AlN, остается достаточно высокой, чтобы компенсировать растягивающую составляющую, вызванную охлаждением образца, что, в свою очередь, предотвращает образование трещин, а также приводит к уменьшению плотности дислокаций [1].

В работе [2] с помощью метода дифракции быстрых электронов на отражение были исследованы кинетика и термодинамика процесса нитридизации поверхности Si(111) при фиксированном потоке аммиака и варьировании температуры подложки в диапазоне 850–1150 °C. Выявлены две различные стадии процесса нитридизации: стадия формирования упорядоченной двумерной кристаллической фазы SiN, которая возникает в результате взаимодействия активных атомов Si на поверхности с молекулами аммиака, и стадия формирования аморфной фазы Si_3N_4, которая возникает в результате взаимодействия хемосорбированных молекул аммиака с атомами Si, встроенными в кристаллическую решетку. Однако картина процесса образования нитрида кремния при нитридизации поверхности Si(111) остается неполной.

Для более глубокого понимания процессов, происходящих на кремниевой подложке во время воздействия на поверхность потока аммиака, необходимо изучить процесс нитридизации Si(111) при температурах ниже 820 °C (т. е. ниже температуры фазового структурного перехода (7×7) → (1×1)). Поскольку упорядоченная поверхность кремния со сверхструктурой (7×7) отличается от поверхности кремния (1×1), механизмы образования кристаллической фазы нитрида кремния также могут быть различными. Также ожидается, что нитридизация поверхности кремния при низких температурах позволит контролируемо избежать образования нежелательной аморфной фазы Si_xN_y.

Результаты

Ранее нашей группой была предложена модель, описывающая формирование упорядоченного нитридного слоя при взаимодействии адсорбированных радикалов аммиака с подвижными адатомами кремния (не путать с неподвижными адатомами кремния в DAS-модели структуры (7×7)) в отсутствие активационного барьера, в основном при относительно высоких температурах (≥850 °C), т. е. выше температуры фазового структурного перехода (7×7) → (1×1) на чистой поверхности Si(111) [2].

В настоящей работе обнаружено, что поведение скорости образования двумерной кристаллической фазы SiN(8×8) в диапазоне температур 700–800 °C, т. е. ниже фазового структурного перехода (7×7) → (1×1),

отличается от кинетики высокотемпературной нитридизации выше этого перехода. Изменение скорости образования кристаллической фазы SiN (8×8) с температурой в Аррениусовых координатах при относительно низких температурах (700–800 °C) в потоке аммиака 27 норм. см^3/мин показано на рис. 1. Мы намеренно выбрали большой поток аммиака, чтобы процесс образования кристаллической фазы нитрида кремния наверняка ограничивался только подвижными адатомами кремния на поверхности, а не аммиаком.

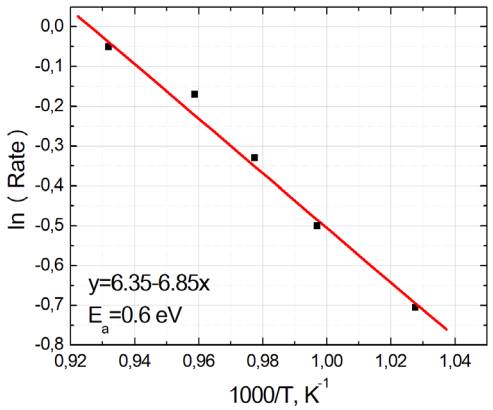


Рис. 1. Аррениусова зависимость скорости образования кристаллической фазы SiN (8×8) от температуры на поверхности кремния с реконструкцией (7×7)

Проявление нормальной активационно-реакционной кинетики (т. е. скорость реакции увеличивается с ростом температуры), свидетельствующее о наличии активационного барьера, показано на рис. 1. Из аррениусовой зависимости определена эффективная энергия активации *Ea* ≈ 0,6 эВ. Предэкспоненциальный множитель составляет ~ 5·10^2 с$^{-1}$. Определенное здесь значение эффективной энергии активации можно рассматривать как необходимые затраты на преодоление барьера при превращении неподвижных адатомов кремния в DAS-структуре (7×7) в подвижные адатомы, которые затем участвуют в формировании структуры (8×8).

Энергетическая диаграмма для атомов кремния (усредненная полная энергия одиночного атома кремния при взаимодействии с окружающими атомами кремния в кристаллической решетке) в различных состояниях кристаллического Si(111) и на его поверхности схематически показана на рис. 2. Если за ноль или начало отсчета энергии нашей системы выбрать группу покоящихся атомов кремния, расположенных достаточно далеко друг от друга, чтобы можно было пренебречь их взаимодействием (потенциальной энергией), тогда «эффективную» энергетическую схему атомов на поверхности можно представить следующим образом: самая высокая энергия 3,8 эВ на 1 атом соответствует сублимации атома (или работе, необходимой для удаления атома кремния из кристалла на достаточно большое расстояние), находящегося в объеме кристалла кремния. Уровень 2,7 эВ (на 1,1 эВ выше в сравнении с энергией сублимации объемного атома кремния) соответствует теплоте испарения адатомов структуры (7×7), тогда 1,1 эВ – энергетические затраты, необходимые для переброса атома кремния из объема кристалла в положение адатома структуры (7×7). Еще выше по энергии находятся подвижные адатомы кремния, при этом 2,1 эВ (3,8–1,7 эВ) – энергетические затраты, необходимые для испарения подвижного атома кремния с поверхности (111) кристалла Si. Тогда 0,6 эВ – теплота образования подвижного атома кремния из адатомов структуры (7×7). Данное значение представляется естественным ассоциировать с минимальной энергией активации для генерации подвижных адатомов на структуре (7×7). Заметим, что величина 1,1 + 0,6 = 1,7 эВ хорошо согласуется с оцененной ранее величиной теплоты образования подвижных адатомов при повышенных температурах [2].

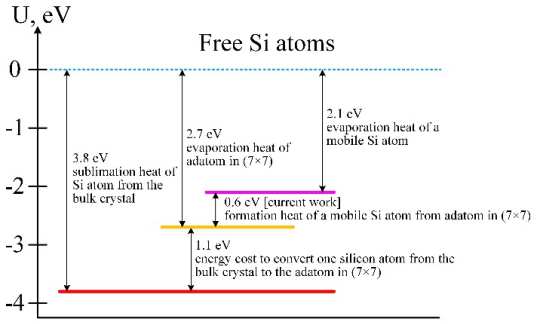


Рис. 2. Схематичная энергетическая диаграмма для атомов ремния, находящихся в различных состояниях кристаллического Si(111) и на его поверхности

Выводы

Из анализа кинетических кривых нитридизации поверхности Si в низкотемпературном диапазоне (до 800 °C) определен активационный барьер (0,6 эВ), связанный с образованием кристаллической фазы (8×8) нитрида кремния на упорядоченной кремниевой сверхструктуре (7×7). Предложена относительно простая энергетическая диаграмма процесса нитридизации реконструированной поверхности Si (7×7), позволяющая описать данный набор экспериментальных кинетических данных и развивающая модель, предложенную для высоких температур.

Финансирование

Работа выполнена в рамках государственного задания FWGW-2022-0015 «Аммиачная молекулярно-лучевая эпитаксия GaN гетероструктур на подложках кремния для силовых и СВЧ-транзисторов».

Литература

1. A. Le Louarn, S. Vézian, F. Semond and J. Massies // J. Cryst. Growth. 2009. V. 311, no. 12. P. 3278–3284.

2. V. G. Mansurov, T. V. Malin, Y. G. Galitsyn, A. A. Shklyaev and K. S. Zhuravlev // J. Cryst. Growth. 2016. V. 441. P. 12–17.

Локальное легирование монослойного WSe_2 на пьезо-электрических подложках $GaInP_2$ и GaN

А. Ю. Аксенов, А. В. Анкудинов, А. С. Власов, М. С. Дунаевский, В. Н. Жмерик, Д. В. Лебедев, К. В. Лихачев, В. А. Перескокова, А. М. Минтаиров*

Физико-технический институт им. А. Ф. Иоффе РАН, ул. Политехническая, 26, Санкт-Петербург, 194021
*amintairov@gmail.com

В работе демонстрируется бесконтактное локальное легирование монослойного WSe_2, перенесенного на пьезо-электрические эпитаксиальные структуры на основе $GaInP_2$(In) и GaN(Ga), имеющие вариации поверхностного потенциала амплитудой ~0,1 В и размером ~0,1–1 мкм. Используя измерения поверхностного потенциала с помощью сканирующей зондовой микроскопии, а также измерения оптического отражения, фотолюминесценции и рамановской спектроскопии, мы наблюдали вариации интенсивности излучения/отражения заряженного экситона (триона) и рамановской интенсивности обусловленными вариациями поверхностного рельефа монослоев WSe_2, что указывает на локальное легирование на уровне $n \sim 10^{12}$ см$^{-2}$. Наши результаты могут быть использованы для создания вигнеровских квантовых точек в дихалькогенидах переходных металлов, что перспективно для разработки помехоустойчивых топологических квантовых вычислений при комнатной температуре и без магнитного поля.

В двумерных (2D) структурах заряженные частицы могут связываться с вихрями квантов магнитного потока, образуя композитные частицы – энионы, имеющие дробную квантовую статистику, что можно использовать для реализации помехоустойчивых топологических квантовых вычислений [1]. Энионы образуются в полупроводниковых гетероструктурах с двумерным электронным газом в сильном магнитном поле в режиме дробного квантового эффекта Холла [2], а также могут самогенерироваться в нулевом магнитном поле в вигнеровских квантовых точках (ВКТ) [3]. В настоящей работе предложен и продемонстрирован метод локального легирования монослойных чешуек WSe_2 на пьезо-электрических подложках на основе эпитаксиальных слоев $GaInP_2$ и GaN, который может обеспечить создание ВКТ в дихалькогенидах переходных металлов, перспективных для использования в помехоустойчивых топологических квантовых вентилях, работающих при комнатной температуре и без магнитного поля. Локальное легирование осуществляется за счет формирования структурных неоднородностей эпитакисальных слоев, которые создают поверхностные потенциальные ямы. Такие неоднородности действуют как фиксированные встроенные электростатические затворы, которые вытягивают электроны/дырки из соседних областей чешуйки/подложки и обеспечивают формирование ВКТ для соответствующих размера и глубины поверхностных ям.

Пьезо-электрические подложки

Слои $GaInP_2$ выращивались на подложке GaAs *i*-типа, ориентированной вдоль направления [001] при температуре 720 °C методом газофазной эпитаксии металлорганических соединений и имели встроенное пьезоэлектрическое поле ±100 кВ/см вследствие $CuPt_B$ упорядочения атомов Ga и In, что соответствует ромбоэдрической монослойной сверхрешетке InP_1/GaP_1, ориентированной вдоль направлений [111] в [4]. Величина поля E_{PE} зависит от скалывания образца, что обусловлено переключением между напряженным (кубическим) и и релаксированным (ромбоэдрическим) расположением атомов в решетке (см. рис. 1). E_{PE} также сильно уменьшается с увеличением толщины слоя, что обусловлено пинингом уровня Ферми (см. рис. 1). Для получения вариаций поверхностного потенциала в слой $GaInP_2$ на глубине 40 нм от поверхности вставлялся слой InP толщиной 3 монослоя, что приводило к формированию квантовых точек InP, генерирующих потенциальный рельеф с амплитудой 0,15 В, размером ~100 нм и плотностью 5 мкм$^{-2}$.

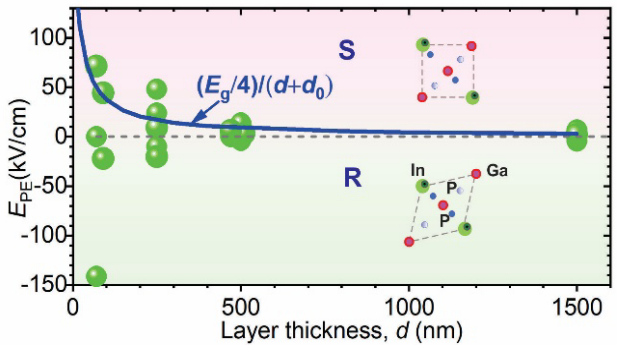


Рис. 1. Зависимости пьезо-электрического поля от толщины и скалывания слоя $GaInP_2$ (эксперимент – шарики, расчет для пининга уровня Ферми и $d_0 = 20$ нм – кривая). Вставки – расположения атомов в плоскости (001) для напряженной (S – GaAs) и релаксированной (R – $CuPt_B$) конфигураций

Слои GaN толщиной ~1 мкм и полярностью *N*-типа были выращены на с-Al_2O_3 с использованием молекулярно-лучевой эпитаксии при температуре 690 °C и содержали капли галлия (КГ) и вертикальные инверсные домены (ИД) размером до нескольких мкм и плотностью 0,1 на мкм$^{-2}$ [5], создающие поверхностные потенциальные ямы глубиной до 0,2 В.

Образцы WSe_2 и методы измерения

Монослойные чешуйки WSe_2 механически отделялись от объемного монокристалла и переносились на подложки с помощью полидиметилсилоксановой клейкой ленты. Кроме подложек с $GaInP_2$(In), также использовались слои $GaInP_2$ без InP точек и слои SiO_2 толщиной 300 нм, имеющие слабый потенциальный рельеф. С помощью атомно-силового микроскопа NTEGRA Aura, работающего с зондами Кельвина, измерялись карты топографии и поверхностного по-

тенциала, а с помощью конфокального микроскопа Spectra NT-MDT SI измерялись пространственно разрешенные спектры и карты интенсивности фотолюминесценции (ФЛ) и рамановского рассеяния света при возбуждении полупроводниковым лазером с длиной волны $\lambda = 532$ нм. Измерялись также спектры отражения с пространственным разрешением несколько микрометров.

Результаты

Для WSe_2 на подложке GaInP2(In) в спектре отражения наблюдался пик, соответствующий трионному (TR) переходу, в отличие от других подложек и слоя $BN/WSe_2/GaInP_2(InP)$, в которых наблюдался экситонный (EX) пик (рис. 2, *a*), что указывает на легирование WSe_2 на уровне $n \sim 10^{12}$ см$^{-2}$. При этом в карте поверхностного потенциала наблюдаются холмы высотой ~0,2 В и диаметром ~100 нм, что указывает на локальное уменьшение легирования в этих областях.

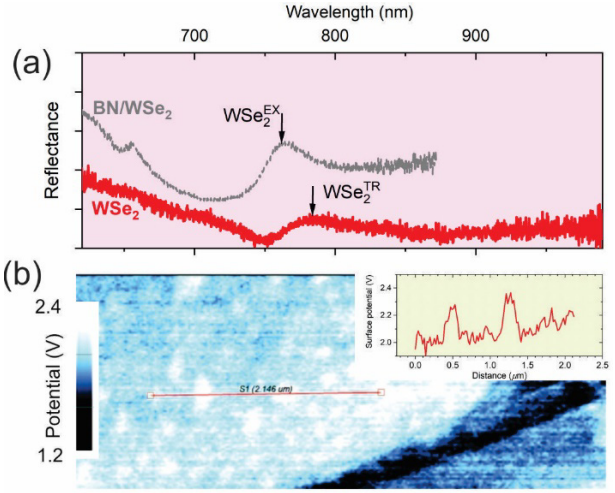


Рис. 2. Спектр отражения (*a*) и карта поверхностного потенциала (*b*) структуры $WSe_2/GaInP_2(InP)$. Вставка (*b*) – поперечное сечение для линии в центре карты. На (*a*) показан также спектр структуры $BN/WSe_2/GaInP_2(InP)$

Для WSe_2/GaN в областях ГК и ИД наблюдалось подавление излучения экситона и доминирование триона, что указывает на селективное локальное легирование. Это видно из рис. 3, *a–f*, на котором представлены карты интенсивности излучения триона (рис. 3, *a* и *d*), топографии (рис. 3, *b* и *e*) и поверхностного потенциала (рис. 3, *c* и *f*) для ГК (рис. 3, *a–c*) и ИД (рис. 3, *d–f*), и на которых область излучения триона размером ~1 мкм совпадает с положением ГК

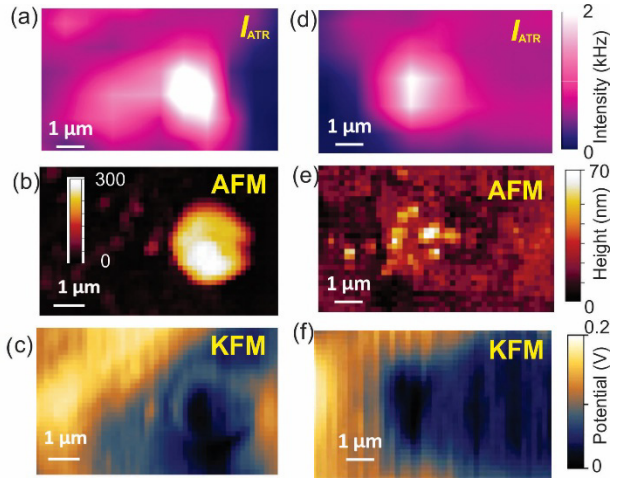


Рис. 3. Карты интенсивности ФЛ-трионного пика (*a*, *d*), топографии (*b*, *e*) и поверхностного потенциала (*c*, *f*) образца WSe2/GaN

и ИД и соответствующими потенциальными ямами глубиной ~0,1 В. Легирование наблюдается в областях, расположенных вблизи края чешуйки, что указывает на наличие специфических краевых состояний, обусловленных с разорванными связями W-Se, аккумулирующими электроны. Из рис. 3, *a–f* также видно, что легирование наблюдается на выступах рельефа поверхности, что указывает на необходимость механического контакта с чешуйкой для переноса заряда. Наличие локального легирования также подтверждается усилением рамановского сигнала в несколько раз в областях излучения триона, а также отсутствием трионной линии и усиления рамановского рассеяния в спектрах ФЛ-образцов $WSe_2/GaInP_2$ и WSe_2/SiO_2, имеющих слабый потенциальный рельеф.

Финансирование

Исследование пьезо-электрических полей в $GaInP_2$ структурах выполнено при поддержке гранта РНФ № 24-29-00375.

Литература

1. S. D. Sarma, M. Freedman and C. Nayak // npj Quantum Information. 2015 V. 1. Art. 15001.
2. H. L. Stromer, D. S. Tsu, A. C. Gossard // Rev. Mod. Phys. 1999. V. 71. S299.
3. A. M. Mintairov, et al. // Sci. Rep. 2021. V. 11. Art. 21440.
4. A. M. Mintairov et al. // Appl. Phys. Lett. 2024 (in press).
5. M. V. N. Jmerik, D. V. Nechaev, S. V. Ivanov, In Molecular Beam Epitaxy: From research to mass production, Henini M., Eds.; 2nd Edition; Elsevier Inc., 2018. P. 135.

Светоизлучающие устройства на основе перовскитов $CsPbBr_3$: создание, свойства и особенности инкапсуляции

Д. М. Митин[1,*], М. Г. Баева[1], А. С. Мирошниченко[1,2], Р. Кенесбай[1], В. В. Федоров[1,3], Д. С. Гец[4], Д. В. Красников[5], А. Г. Насибулин[5], С. В. Макаров[4], Р. М. Исламова[2], И. С. Мухин[1,3]

[1]СПбАУ РАН им. Ж. И. Алферова, ул. Хлопина, 8, к. 3, Санкт-Петербург, 194021
[2]СПбГУ, Университетская наб., 7/9, Санкт-Петербург, 199034
[3]СПбПУ, ул. Политехническая, 29, Санкт-Петербург, 195251
[4]Университет ИТМО, Кронверкский пр., 49, лит. А, Санкт-Петербург, 197101
[5]Сколтех, Большой бульвар, 30, стр. 1, Москва, 121205
*mitindm@mail.ru

Компромисс между высокой яркостью и влагостойкостью неорганических металлогалогенид-перовскитных светоизлучающих электрохимических ячеек (PeLEC) необходим для их использования в суровых условиях окружающей среды. В работе предложен оригинальный рецепт полимерной инкапсуляции, который позволяет не только использовать PeLEC в условиях чрезвычайно высокой относительной влажности (ОВ), но и улучшает их характеристики в результате диффузии воды. Предложенный подход на основе двуслойной инкапсуляции ПМГС/ПДМС открывает новую многообещающую стратегию разработки эффективных гибких перовскитных устройств, работающих при высокой влажности.

Введение

Появление галогенидных перовскитных светоизлучающих устройств привлекло внимание исследователей благодаря высокой яркости электролюминесценции в широком спектральном диапазоне, низкой стоимости, а также возможности простого изготовления при относительно низких температурах. В то же время воздействие внешних условий – влажности, кислорода, температуры и света – влияет на химическую стабильность светоизлучающих устройств на основе перовскитов. Эти факторы могут ухудшать микроструктуру и транспортные свойства материала. Фазовое превращение, вызванное влиянием воды, может быть обратимым, но также может привести к неизбежной деградации перовскита до исходных солей [1].

Полимерные матрицы, образующие композит с перовскитом, демонстрируют одну из лучших защитных функций [2]. Высокоэластичные (гибкие), гидрофобные, диэлектрические, биоинертные силиконовые материалы на основе полидиметилсилоксана (ПДМС) и его модификаций перспективны для изготовления гибких устройств. Тем не менее известно, что что стандартный ПДМС (Sylgard 184) вызывает деградацию перовскитного слоя из-за присутствия металлического катализатора (платинового комплекса), используемого для сшивания [3]. Кроме того, ПДМС обладает высокой проницаемостью для паров воды. Одним из наиболее перспективных материалов является полиметилгидросилоксан (ПМГС), метод сшивки которого, в отличие от метода сшивания ПДМС Sylgard 184, не содержит металлов [4].

Несмотря на общеизвестное негативное влияние повышенной влажности, этот вопрос остается открытым. В ряде случаев воду используют для управления процессом кристаллизации и синтеза высококачественных перовскитных пленок с улучшенными характеристиками или квантовых точек с высокой эффективностью фотолюминесценции [5]. Иными словами, присутствие воды (в растворе прекурсоров при синтезе) может положительно сказаться на формировании перовскитной пленки. По литературным данным практически все исследования водостойкости перовскитных материалов проводились при низкой или умеренной ОВ (обычно в пределах 50%). Однако фактические уровни ОВ внешней среды могут достигать 80% и более (например, во время дождя).

В данной работе предлагается новый подход, сочетающий инкапсуляцию перовскитов слоем ПМГС, не содержащим металлических катализаторов, и воздействие высокой ОВ. Благодаря умеренной паропроницаемости ПМГС достигается контроль уровня влаги, проникающей через перовскитовую пленку, что обеспечивает улучшенные свойства. Комбинированное инкапсулирование с помощью ПМГС/ПДМС и выдерживание при высокой ОВ прокладывает путь к разработке эффективных гибких и растяжимых перовскитных устройств, работающих при высокой влажности.

Результаты

На рисунке 1 представлена принципиальная схема перовскитных устройств с двойной инкапсуляцией.

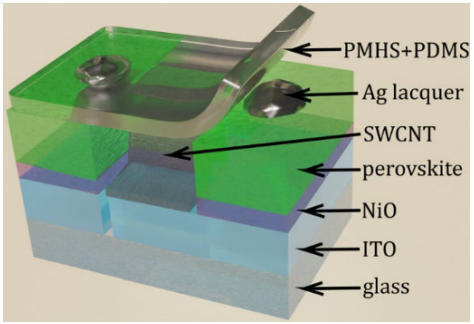


Рис. 1. Принципиальная схема устройств на основе перовскита с двойной инкапсуляцией ПМГС/ПДМС

Для оценки эффективности предложенного способа инкапсуляции устройства подверглись воздействию средней ОВ (50%) и высокой ОВ (80%) в течение 168 часов. Были получены зависимости плотности тока, яркости, эффективности по току от напряжения

(J-V, L-V, L/J-V соответственно) (рис. 2). После воздействия 50% влажности кривая *J-V* устройства «RH50%-PMHS/PDMS_dev» демонстрирует «более плоское» поведение по сравнению с кривой изначально инкапсулированного устройства («PMHS/PDMS_dev»): наблюдается значительное снижение плотности тока, проходящего через структуру, в то время как *J-V* напряжение открытия перемещается к более высокому приложенному напряжению (рис. 2, *c*). Обнаружено, что образец «RH50%-PMHS/PDMS_dev» практически не излучал свет при напряжении, не превышающем 4 В. Эталонное устройство (ref_dev) продолжало излучать свет после испытания при влажности 50% и частично потеряло свою яркость (без существенного изменения кривых J-V) (см. рис. 2, *a*). Стоит отметить, что, хотя образец «RH50%-ref_dev» демонстрирует некоторое повышение эффективности по току по сравнению с образцом «ref_dev», она в основном находится на том же уровне, что и начальная эффективность по току «PMHS/PDMS_dev» (рис. 2, *b*).

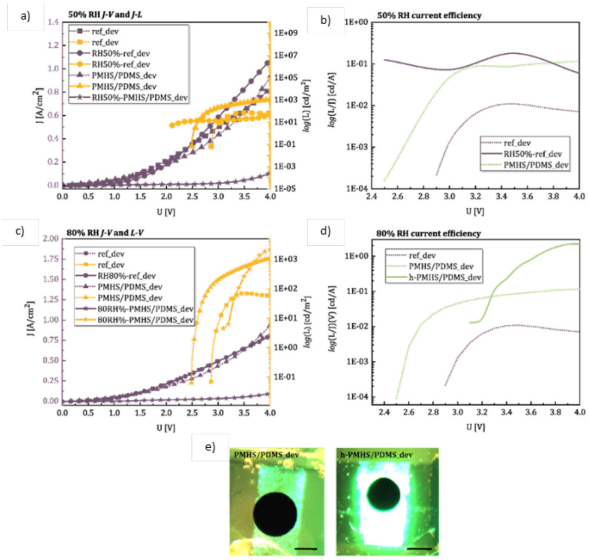


Рис. 2. Зависимость плотности тока и яркости от напряжения (50% ОВ) (*a*), зависимость эффективности по току от напряжения (50% ОВ) (*b*), зависимость плотности тока и яркости от напряжения (80% ОВ) (*c*), зависимость эффективности по току от напряжения (80% ОВ) (*d*), оптические изображения устройств до и после выдержки в 80% ОВ (*e*)

После воздействия высокой ОВ (80%) инкапсулированные устройства («RH80%-PMHS/PDMS_dev») начинают излучать свет при более высоком приложенном напряжении по сравнению с первоначально инкапсулированным устройством («PMHS/PDMS_dev»). Максимальная яркость при 4 В превышает 2000 кд/м^2. Эталонное устройство («RH80%-ref_dev») полностью теряет свою электролюминесценцию, хотя и имеет практически идентичную *J-V* кривую устройства, как у «ref_dev». Кривая *J-V* устройства «RH80%-PMHS/PDMS_dev» демонстрирует «более плоское» поведение по сравнению с кривой изначально инкапсулированного устройства («PMHS/PDMS_dev»): максимальная плотность тока, проходящего через структуру, падает в десять раз, а точка роста кривой *J-V* смещается к более высокому прикладываемому смещению, что хорошо коррелирует с возникновением электролюминесценции. Поведение *J-V* аналогично случаю воздействия 50% влажности. Эффективность по току устройств после воздействия высокой ОВ для устройства «RH80%-PMHS/PDMS_dev» демонстрирует самые высокие значения среди всех образцов (> $2 \cdot 10^3$ кд/А), что подтверждает оптимальную рецептуру изготовления инкапсулирующего слоя для среды с высокой влажностью (рис. 2, *d*). Таким образом, ориентация кристаллов перовскита, вызванная воздействием высокой влажности, приводит к улучшению характеристик устройства.Очевидно, что в условиях высокой влажности полисилоксановая инкапсуляция обеспечивает достаточную проницаемость для молекул воды, которые достигают перовскитной пленки и улучшают ее качество, например, пассивируя дефекты. Следовательно, слишком сильное воздействие водяных паров может привести к разложению перовскитного материала, сбалансированная влажность (в нашем случае 80%) улучшает производительность устройства, в то время как ее недостаточное количество (50% или менее) не оказывает никакого положительного влияния.

Выводы

В ходе работы были синтезировали композитные перовскитные пленки (PEO)-$CsPbBr_3$ и изготовлены устройства на основе перовскита с прозрачным электродом из одностенных углеродных нанотрубок. Перовскитные устройства были инкапсулированы в ПМГС. Кроме того, устройства были покрыты защитным слоем ПДМС для механической защиты устройства. Пленки перовскита были оптически и структурно охарактеризованы до и после испытаний на старение при 50% и 80% ОВ. Диффузия молекул воды усилила излучение света с оптической накачкой инкапсулированной тонкой пленки перовскита по сравнению с неинкапсулированной. Кроме того, инкапсулированное устройство после высокой ОВ показало яркость >2000 кд/м^2 при напряжении 4 В, демонстрируя самое высокое значение эффективности по току среди всех образцов (более 2 кд/А), доказывая, что рецептура инкапсуляции в условиях высокой влажности является оптимальной. Улучшение свойств устройства может быть объяснено появлением строго заданных ориентаций кристаллов после воздействия на них паров воды.

Финансирование

Работа выполнена при поддержке гранта РНФ № 22-79-10286.

Литература

1. A. M. A. Leguy // Chemistry of Materials. 2015. P. 3397–3407.
2. V. Neplokh // Nanomaterials. 2021. V. 11. P. 412.
3. H. Hu // ACS nano. 2021. V. 15. P. 13129–13139.
4. K. V. Deriabin // Dalton Transactions. 2020. V. 49. P. 8855–8858.
5. S. Cheng and H. M. Zhong // The Journal of Physical Chemistry Letters. 2022. V. 13. P. 2281.

Локальные измерения слабых напряжений на поверхности структур (013) HgCdTe/CdTe/ZnTe/GaAs с помощью генерации второй гармоники

Н. Н. Михайлов[1,*], М. Ф. Ступак[2], С. А. Дворецкий[1], С. Н. Макаров[2], А. Г. Елесин[2]

[1]Институт физики полупроводников им. А. В. Ржанова СО РАН, пр. Акад. Лаврентьева, 13, Новосибирск, 630090
[2]Конструкторско-технологический институт научного приборостроения СО РАН, ул. Русская, 41, Новосибирск, 630058
*mikhailov@isp.nsc.ru

Проведено исследование механических напряжений в поверхностном слое структуры (013) HgCdTe/CdTe/ZnTe/GaAs, основанное на регистрации характеристик сигнала второй гармоники, отраженного от поверхности исследуемого образца лазерного ИК-излучения, пропущенного через нелинейный кристалл, выставленный на фазовый синхронизм для поляризации, перпендикулярной поляризации лазерного излучения. Наблюдения тонкой структуры угловой развертки сигнала второй гармоники позволяют сделать вывод о сложной структуре остаточных напряжений, связанной с присутствием разориентированных микроучастков. Проведено сравнение результатов с данными, полученными из измерений азимутальной зависимости сигнала собственной отраженной второй гармоники от поверхности образца

Введение

Кристаллическое совершенство таких структур зависит от соответствия параметров сопрягаемых материалов и коэффициентов термического расширения пленки, которое определяется остаточными напряжениями, и оказывает существенное влияние на характеристики приборов и их деградацию в процессе эксплуатации.

Величину механических напряжений можно измерить с помощью оптических методов по изгибу структуры [1] и методом рентгеновской дифракции [2]. Большое количество чувствительных и информативных методик рентгеновской дифракции позволяет получить величину механических напряжений от больших объемов кристалла, требует эталонов, причем методики должны проводиться в условиях радиационной защиты. Для получения экспрессной информации о кристаллическом состоянии и механических напряжениях многослойных структур при отработке технологии метод генерации второй гармоники (ГВГ) обеспечивает высокую чувствительность и скорость измерений в малом объеме материала, что особенно важно для наноструктур. Сравнения экспериментальных и модельных азимутальных зависимостей сигнала ГВГ от слоев и подложки структуры (013) HgCdTe/CdTe/ZnTe/GaAs позволили выявить остаточные напряжения и повороты кристаллической решетки слоев в плоскости и направлении роста [3]. Однако такая методика дает качественную картину о механических напряжениях.

Разработанный ранее метод на основе регистрации характеристик сигнала второй гармоники зондирующего лазерного ИК-излучения, возбуждаемой в нелинейном кристалле при использовании фазового синхронизма, позволяет проводить контроль слабых напряжений в объеме как аморфных, так и кристаллических сред [4]. Такой нуль-метод «на просвет» позволил получать интегральную информацию о качественном распределении объемных деформаций по площади пластин GaAs и Si с высокой чувствительностью, локальностью и высокой скоростью.

Мы разработали новый локальный нуль-метод «на отражение» [5], взяв от метода [4] высокую чувствительность за счет фазового синхронизма и заставив образец вращаться в плоскости, перпендикулярной волновому вектору падающего лазерного излучения. Отраженное лазерное излучение пропустили через нелинейный кристалл, ориентированный на синхронизм для перпендикулярной лазерному излучению поляризации. Таким образом, по характеристикам сигнала ГВГ из нелинейного кристалла (амплитуда и угол ориентации) мы сумели получить ряд количественных параметров напряжений в приповерхностных слоях исследуемых образцов.

Целью настоящей работы является проведение измерений основных характеристик остаточных механических напряжений в локальных областях приповерхностного варизонного слоя HgCdTe для сложной структуры (013) HgCdTe/CdTe/ZnTe/GaAs нуль-методом «на отражение».

Результаты

Калибровка сигнала ГВГ нуль-метода «на отражение» проводилась с использованием образца аморфного слоя хрома. На рис. 1 приведены измерения сигналов ГВГ без краевой нагрузки (кривая *1*) и с краевой нагрузкой 10^{-2} Н (кривая *2*) $1{,}5\times10^{-2}$ Н.

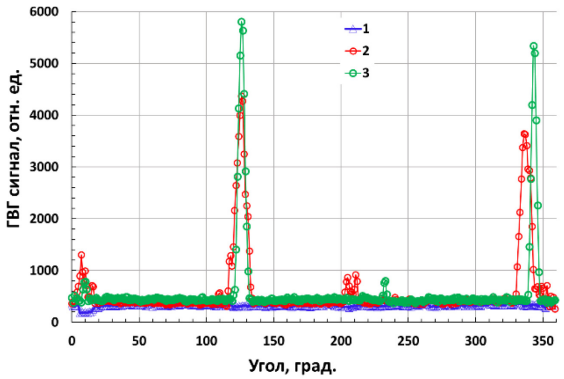


Рис. 1. Сигнал ГВГ от аморфной пленки хрома: *1* – нет нагрузки; *2* – краевая нагрузка ~ 10^{-2} Н; *3* – приложена краевая нагрузка ~ $1{,}5\times10^{-2}$ Н

При снятии нагрузки измеряемый сигнал фотоэлектронного умножителя (ФЭУ) соответствовал значениям шума измерительного такта, совпадающим по величине с начальными значениями. Средняя величина амплитуды пиков имеет практически линейную зависимость от величины приложенной нагрузки,

определяемой калибровочной зависимостью как $Y = 3{,}5\times10^5X + 428{,}5$, где Y – величина сигнала ГВГ и X – нагрузка (в Н).

Исследования сигнала ГВГ с помощью нуль-метода проводились на поверхности гетероэпитаксиальной структуры (013) HgCdTe/CdTe/ZnTe/GaAs 1МСТ180130, выращенной методом молекулярно-лучевой эпитаксии, которая включает буферные слои ZnTe и CdTe и слой $Hg_{1-x}Cd_xTe$ с варизонными широкозонными слоями на границах однородного слоя состава x порядка 0,23 на подложке (013) GaAs [7]. Состав верхнего варизонного широкозонного слоя на поверхности был равен $x = 0{,}47$.

На рис. 2 приведены типичные графики сигнала ГВГ без анализатора (*1*) и с анализатором (*2*). На вставке приведена тонкая структура сигнала ГВГ вблизи 90 градусов угла поворота.

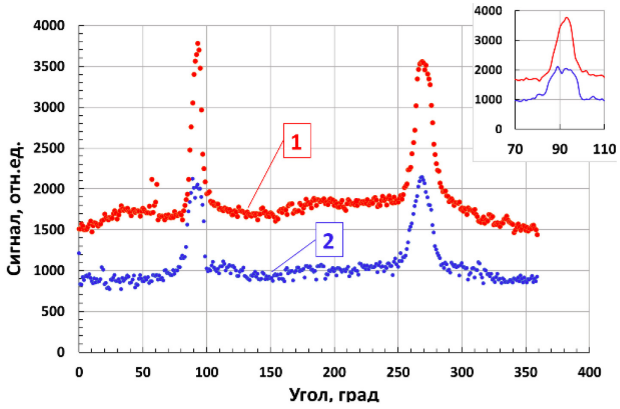


Рис. 2. Сигнал ГВГ образца 1КРТ180130: *1* – без анализатора; *2* – с анализатором. На вставке: тонкая структура сигнала ГВГ в районе 90 градусов угловой развертки

Наблюдаются 2 узких максимума сигнала ФЭУ. Первые максимумы (слева) наблюдаются в интервале 90–95 градусов. Расстояние между первыми и вторыми максимумами составляет ~ 180 градусов поворота шагового двигателя. Максимумы имеют несимметричную форму сигнала, что более отчетливо видно на вставке к рис. 2. Равномерный сигнал между максимумами принимается за нулевой уровень отсчета, значение которого при измерениях без поляроида превышает такой же сигнал при измерениях с поляроидом, так же как и в максимумах. Наблюдаемые особенности максимумов и их различие по форме соответствуют ориентации образца в исследуемой области, при которой в отраженном излучении появляется перпендикулярная составляющая поляризации к поляризации падающего лазерного излучения (появление соответствует направлению поляризации падающего лазерного излучения вдоль плоскости скола образца). Полученные экспериментальные зависимости свидетельствуют о том, что практически весь сигнал второй гармоники (ВГ) в максимумах развертки ФЭУ соответствует слабой анизотропии кристаллической структуры исследуемого приповерхностного слоя образца толщиной ~ 200 нм, связанной с его слабой деформацией. Величина углового диапазона (при вращении образца) на полувысоте максимума регистрируемого сигнала ВГ составляет 8–16 градусов поворота. Контрольные эксперименты с пластинкой кварца (оптическая ось лежит в плоскости среза) выявили такую же угловую направленность сигнала ВГ. Следовательно, причина такой узкой направленности сигнала второй гармоники объясняется высокой угловой чувствительностью применяемого нуль-метода.

Для сравнения проведены измерения азимутальных характеристик сигнала ГВГ от поверхности образца 1МСТ180130 при вращении образца и при вращении поляризации падающего ИК-излучения [5], которые в минимумах отличаются друг от друга по величине сигнала, что свидетельствует о присутствии напряжений и подтверждает данные измерений с помощью нуль-метода «на отражение».

Расчет механических напряжений [5] показал значение (–20,5±2,0) МПа для 1МСТ180130 высокого структурного совершенства, что соответствует значению приложенной силы в $1{,}6\times10^{-3}$ Н.

Выводы

Нуль-метод «на отражение» позволил получить качественную и количественную информацию сигналов второй гармоники от приповерхностного слоя сложных гетероструктур (013) HgCdTe/CdTe/ZnTe/GaAs с различным кристаллическим совершенством. Получена зависимость сигнала ГВГ от приложенной нагрузки. Амплитуда сигнала ГВГ от поверхности HgCdTe связана с слабыми механическими напряжениями и соответствует величине механических напряжений –20,5±2 МПа.

Полученные в работе результаты исследования остаточных напряжений, с помощью разработанного нуль-метода, показали возможность их детального контроля для различных материалов, включая сложные многослойные структуры.

Финансирование

Работа выполнена в рамках государственного задания Минобрнауки РФ № FWGW-2022-0002 и AAAA-A20-120102190007-5.

Литература

1. С. Ф. Сенько, В. А. Зеленин // Приборы и методы измерений. 2018. V. 9, № 3. P. 254–262.

2. T. Hattanda, A. Takeda // Jpn. J. Appl. Phys. 1973. V. 12, no. 7. P. 1104–1107.

3. С. А. Дворецкий, М. Ф. Ступак, Н. Н. Михайлов, С. Н. Макаров, А. Г. Елесин, А. Г. Верхогляд // ФТП. 2022. Т. 56, вып. 8. С. 780–787.

4. С. Л. Мушер, М. Ф. Ступак, В. С. Сыскин // Квантовая электроника. 1996. Т. 23, вып. 8. С. 762–764.

5. M. F. Stupak, S. A. Dvoretsky, N. N. Mikhailov, S. N. Makarov, and A. G. Elesin // J. Appl. Phys. 134. 185102 (2023).

Спектры, инкременты и пороги генерации поляритонных и электромагнитных мод в лазерах класса С с комбинированным резонатором

А. В. Мишин*, Е. Р. Кочаровская, Вл. В. Кочаровский

Институт прикладной физики РАН им. А. В. Гапонова-Грехова, ул. Ульянова, 46, Нижний Новгород, 603950
*mishin@ipfran.ru

На основе детального анализа и численного моделирования дисперсионного и характеристического уравнений для лазеров класса С с низкодобротным комбинированным резонатором Фабри – Перо с распределенной обратной связью (РОС) встречных волн выяснено, как на спектры и инкременты мод влияют отстройки центра спектральной линии активной среды от частоты брэгговского резонанса (т. е. центра запрещенной фотонной зоны РОС) и от парциальной частоты выделенной моды резонатора Фабри – Перо. Установлено также, как спектральные свойства мод и пороги их генерации зависят от фазы брэгговской модуляции (т. е. положения полуволновой решетки, обеспечивающей РОС, относительно центра резонатора) и от фазы комплексных коэффициентов отражения зеркал резонатора.

Введение

Лазерами класса С называют лазеры, в которых время жизни фотона в резонаторе T_E сравнимо со временем T_2 фазовой релаксации поляризации, т. е. плотности оптических дипольных моментов активных центров. Подобные лазеры реализованы экспериментально и допускают генерацию как электромагнитных, так и поляритонных мод, в которых ведущую роль играют колебания электромагнитного поля и поляризации соответственно. Линеаризация уравнений Максвелла – Блоха при надлежащих граничных условиях дает дисперсионное и характеристическое уравнения, совместное решение которых позволяет найти волновые числа, частоты и инкременты обоих типов мод, а также пороги их лазерной генерации [1].

Согласно указанной работе, названные величины удобно нормировать на известные кооперативные частоту ν_c и длину c_0/ν_c соответственно, а также характеризовать отстройкой к комплексного волнового числа моды от резонансного волнового числа РОС k_0 (задаваемого брэгговской структурой резонатора, имеющей период π/k_0) и отстройкой Ω комплексной частоты моды от частоты брэгговского резонанса c_0k_0 (c_0 – скорость света в матрице активной среды).

В настоящем докладе представлен анализ (по необходимости численный) зависимости этих отстроек к и Ω от параметров лазера с низкодобротным комбинированным резонатором Фабри – Перо с распределенной обратной связью (РОС) встречных волн, включая $L = B\nu_c/c_0$ – нормированную длину лазера, $\Gamma_2 = 1/(T_2\nu_c)$ – скорость фазовой релаксации оптических колебаний активных центров, n_p – инверсию населенностей их энергетических уровней, $\beta^{DFB} = \beta \exp(i\phi)$ – комплексный нормированный коэффициент РОС, Ф – нормированную на кооперативную частоту отстройку частоты центра спектральной линии активной среды лазера от частоты брэгговского резонанса, R_1 и R_2 – коэффициенты отражения зеркал резонатора Фабри – Перо. Для определенности считаем, что частота одной из парциальных мод последнего совпадает с центром спектральной линии активной среды лазера.

Результаты

Согласно решению характеристического уравнения для к, набор волновых чисел мод лазера зависит только от парметров L, R_1, R_2, β^{DFB}. Фаза ϕ коэффициента РОС определяется геометрическим расположением брэгговской гофрировки. В общем случае, в том числе для геометрически симметричного лазера с $\phi = 0$, спектр волновых чисел является асимметричным. В случае же ненулевой фазы ϕ ассиметрия спектра дополняется необычным поведением мод с ростом величины коэффициента РОС β даже при Ф = 0 (рис. 1): у центральной моды ($\kappa = 0$ при $\beta = 0$) наблюдается резкое уменьшение мнимой части волнового числа, а у остальных мод может изменяться изгиб веток данной зависимости (ср. рис. 1 и 2).

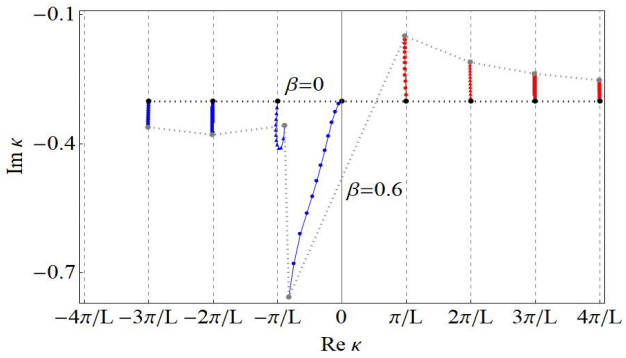


Рис. 1. Зависимость комплексных отстроек к волновых чисел от величины β коэффициента РОС $\beta^{DFB} = \beta \exp(i\pi/4)$ в диапазоне 0–0,6 по β с шагом 0,05 (черные точки – решения для чистого резонатора Фабри – Перо при β = 0). Годограф построен при $L = 4$, $R_1 = R_2 = 0{,}3$, $\Gamma_2 = 1/8$, Ф = 0, $n_p = 1$

Фаза φ коэффициента отражения $R = r\exp(i\varphi)$ также влияет на спектр волновых чисел в зависимости от β.

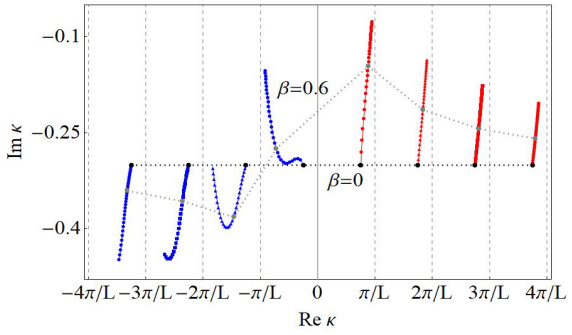


Рис. 2. То же, что на рис. 1, но для $R_1 = 0{,}3\exp(i\pi/2)$ при изменении $\beta^{DFB} = \beta$ в диапазоне 0–1,5 с шагом 0,05

Изменение фазы обоих зеркал может приводить к зеркальному перестроению годографовк(β) по отношению к случаю с зеркалами с нулевой фазой и также позволяет управлять направлением изгиба веток волновых чисел мод. На рис. 2 приведен пример годографов для лазера, у которого левое зеркало обладает ненулевой фазой φ = π/2, а правое – нулевой. В этом случае вид и характер веток лазерных мод существенно изменился по сравнению с представленным на рис. 1, причем уже для резонатора Фабри – Перо с β = 0 положения мод, отмеченные черными точками, оказываются смещенными по отношению к их положению в лазере с зеркалами с нулевой фазой.

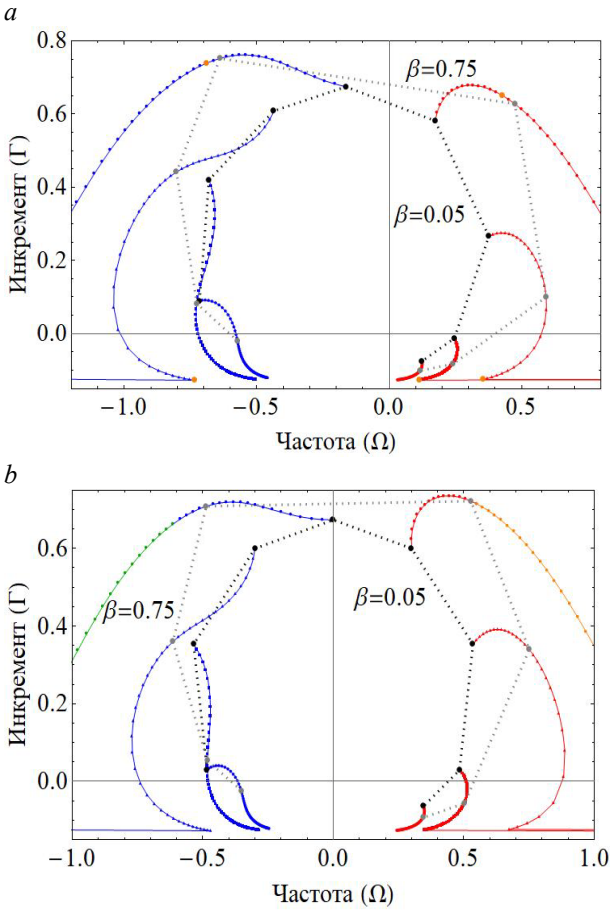


Рис. 3. Частотные зависимости Ω от коэффициента РОС β^{DFB} = β в диапазоне 0–1,5 с шагом 0,05. Годографы построены при L = 4, R_1 = R_2 = 0,1, Γ_2 = 1/8, n_p = 1 и Φ = = 0,2 (*a*), Φ = 0 (*b*). Оранжевыми точками (*a*) отмечены значения β, при которых поляритонные моды переходят в электромагнитные. На годографе (*b*) красным и синим изображены поляритонные моды, а зеленым и оранжевым – электромагнитные. Частота брэгговского резонанса отвечает 0 на оси абсцисс

Таким образом, изменение фаз коэффициента РОС и коэффициентов отражения зеркал позволяет управлять спектром комплексных волновых чисел, а следовательно, режимом генерации лазера класса С. Изменяя же амплитуды этих коэффициентов, можно менять тип лазерной моды на поляритонную или электромагнитную. Увеличение амплитуды коэффициента РОС β приводит к уширению запрещенной фотонной зоны, из которой электромагнитные моды вытесняются, и там положительными инкрементами могут обладать только поляритонные моды. При этом значительное увеличение величины коэффициента РОС β для каждой дисперсионной веткик(β) приводит к смену поляритонного типа моды на электромагнитный вне запрещенной фотонной зоны из-за общего увеличения добротности резонатора лазера. Естественно, такая же смена типа моды происходит при повышении коэффициента отражения зеркал, также приводящем к увеличению добротности.

На рис. 3 в качестве примера представлены изменения спектра модΩ(β) с ростом величины коэффициента РОС β для двух лазеров, имеющих все одинаковые параметры, кроме немного отличающихся отстроек частоты центра спектральной линии активной среды от частоты брэгговского резонанса: a) Φ = 0,2 и b) Φ = 0. Эти отстройки не влияют на спектр волновых чисел к(β), так как параметр Φ не входит в характеристическое уравнение, однако они влияют на зависимость частот мод Ω(β) от величины коэффициента РОС. Так, на нижнем рисунке третья мода на правом крыле спектра является неустойчивой при малых значениях коэффициента РОС, тогда как на верхнем рисунке эта мода всегда является затухающей. В целом, введение небольшой отстройки Φ ~ 0,1 не сильно изменяет спектр лазерных мод, если не говорить о его естественном смещении вместе с центром спектральной линии относительно частоты брэгговского резонанса. Если же отстройка Φ значительна (Φ > 0,5), то форма спектра заметно деформируется, а переход из одного типа мод в другой на отдельных ветвях Ω(β) с ростом коэффициента РОС возможен несколько раз.

Выводы

Проведенные расчеты демонстрируют широкие возможности управления спектральными свойствами лазерных мод путем изменения как указанных отстроек и фаз, так и амплитуды брэгговской модуляции (параметра РОС) и коэффициента отражения зеркал. Оказывается, что соответствующее изменение добротности комбинированного резонатора позволяет менять тип лазерной моды, первой достигающей порога генерации при увеличении уровня накачки лазера: если время релаксации поляризации меньше времени жизни фотона такой моды, то она является электромагнитной, в противном случае – поляритонной. Полученные результаты представляют практический интерес для создания и управления генерацией различных типов лазеров класса С, включая полупроводниковые гетеролазеры на квантовых точках и экситонах с достаточно узкой спектральной линией.

Финансирование

Работа выполнена в рамках государственного задания ИПФ РАН № FFUF-2023-0002.

Литература

1. Вл. В. Кочаровский, В. В. Железняков, Е. Р. Кочаровская, В. В. Кочаровский // УФН. 2017. Т. 187, № 4. С. 367–410.

Узкозонные гетероструктуры на основе соединений InAs-InSb для спектрального диапазона 4–6 мкм

К. Д. Моисеев*, В. В. Романов, Я. А. Пархоменко, Э. В. Иванов, Ю. П. Яковлев

Физико-технический институт им. А. Ф. Иоффе РАН, ул. Политехническая, 26, Санкт-Петербург, 194021
*mkd@iropt2.ioffe.ru

В работе предложены светодиодные гетероструктуры InAs/InAs1-ySby/InAsSbP с асимметричными разрывами энергетических зон для барьерных слоев на гетерограницах активной области. Полученные гетероструктуры работали в окне прозрачности атмосферы 4,6–5,3 мкм при комнатной температуре в квазинепрерывном режиме накачки. С помощью комбинированной технологии эпитаксиального наращивания на основе газофазной эпитаксии из металлоорганических соединений были получены узкозонные гетероструктуры, содержащие слой квантовых точек InSb, помещенный в матрицу InAs. В спектрах электролюминесценции при низких температурах наблюдалась полоса излучения в окрестности $h\nu_{QD}$ = 0,270 эВ (λ ~ 4,6 мкм) с полушириной порядка 60 мэВ, которая отвечала рекомбинационным переходам с участием собственных состояний квантовых точек InSb.

Введение

Создание полупроводниковых светодиодов, излучающих в длинноволновой части инфракрасного (ИК) спектра, открывает широкие возможности для разработки различных оптоэлектронных устройств, которые предназначены для использования в окне атмосферной прозрачности 4,6–5,3 мкм. Указанный спектральный диапазон содержит интенсивные полосы поглощения целого ряда азотосодержащих химических соединений, представляющих большой интерес с точки зрения промышленного и экологического мониторинга, медицинских приложений и газоанализа взрывоопасных веществ: закись азота N_2O (4,5 мкм), монооксид азота NO (5,3–5,4 мкм), диазосоединения RN_2 (4,5–4,7 мкм), циан $(CN)_2$ (4,7 мкм), органические азиды RN_3 (4,6–4,7 мкм), синильная кислота HCN (4,75 мкм) и др. [1].

Эпитаксиальные слои на основе твердых растворов в тройной системе In-As-Sb могут быть использованы для формирования активной области светоизлучающих приборов, работающих в среднем ИК-диапазоне на длинах волн свыше 4,5 мкм [2]. Применение квантовых точек (КТ) InSb в активной области узкозонных гетероструктур позволяет в широких пределах управлять длиной волны излучения, а также значительно увеличить квантовую эффективность и заметно снизить пороговые токи лазеров. Использование КТ в инфракрасных фотодетекторах дает возможность увеличить чувствительность и обнаружительную способность фотоприемников.

Гетероструктуры InAs/InAsSb/InAsSbP, которые включали в себя активный слой InAsSb толщиной 3 мкм и барьерный слой InAsSbP толщиной 1,2 мкм, были выращены методом газофазной эпитаксии из металлоорганических соединений (МОГФЭ) в горизонтальном реакторе с резистивным типом нагрева при атмосферном давлении. Зонная энергетическая диаграмма для всех образцов представляла собой ступенчатую структуру с раздельным ограничением для носителей заряда как в валентной зоне, так и в зоне проводимости (рис. 1).

Узкозонные гетероструктуры, содержащие слой КТ InSb, помещенный в матрицу InAs, были получены с помощью комбинированной технологии эпитаксиального наращивания на основе МОГФЭ. Были получены слои КТ с различной поверхностной плотностью нанообъектов в интервале $n_{QD} = 0{,}7–2{,}0\cdot10^{10}$ см$^{-2}$. При изучении изображений, полученных методом просвечивающей электронной микроскопии, в геометрии поперечного сечения было установлено, что в рассматриваемой гетероструктуре имеется один слой пространственно разделенных наноразмерных включений, локализованных на границе раздела подложка-слой [3].

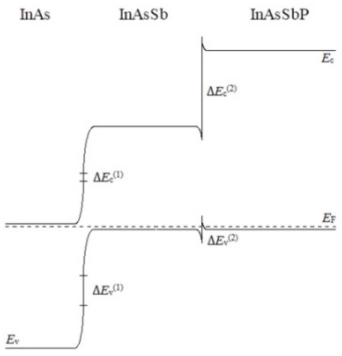


Рис. 1. Зонная энергетическая диаграмма ступенчатой (асимметричной) гетероструктуры II типа InAs/InAsSb/InAsSbP. $\Delta E_C^{(i)}$ и $\Delta E_V^{(i)}$ – энергетические разрывы на гетерограницах II типа для зоны проводимости (E_C) и валентной зоны (E_V) соответственно. E_F – уровень Ферми гетероструктуры в термодинамическом равновесии

Результаты

На рисунке 2 показаны спектры ЭЛ гетероструктур $InAs/InAs_{1-y}Sb_y/InAsSbP$ с асимметричными разрывами энергетических зон для барьерных слоев на гетерограницах активной области при одинаковых токах накачки при комнатной температуре. Для всех образцов, помимо основной полосы излучения, наблюдалась дополнительная, более коротковолновая, полоса вблизи 3,5 мкм, которая отвечала излучательным рекомбинационным переходам в объеме арсенида индия. Данная полоса была наиболее заметна для структур с содержанием InSb в активной области $y < 0{,}11$. Увеличение содержания сурьмы выше указанного значения приводило к подавлению указанной полосы, что может быть связано с уменьшением количества дырок, доставляемых внешним электрическим полем в область *n*-InAs через гетерограницу InAs/InAsSb. Известно, что увеличение содержания

сурьмы в тройном твердом растворе приводит к увеличению энергетического разрыва в валентной зоне на гетерогранице II типа InAs/InAs$_{1-y}$Sb$_y$ [4] и, следовательно, к возрастанию потенциального барьера для дырок на данной границе раздела. Кроме того, наблюдалось изменение состава накрывающего слоя InAsSbP в зависимости от элементного состава активного слоя и наличия внутреннего напряжения между слоями эпитаксиальной гетероструктуры [5], что приводило к увеличению потенциального барьера для электронов, инжектируемых в активную область.

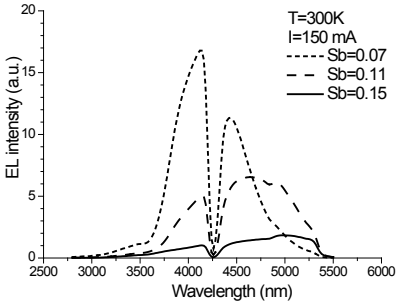


Рис. 2. Спектры ЭЛ для гетероструктур InAs/InAs$_{1-y}$Sb$_y$/InAsSbP с различным содержанием сурьмы в тройном твердом растворе y = 0 ,07; 0,11; 0,15, полученные при T = 300 К и токе накачки i = 150 mA

При приложении обратного смещения к гетероструктурам на основе КТ InSb в спектрах ЭЛ при T = = 77 К отсутствовала полоса излучения, отвечающая межзонным переходам в арсениде индия (рис. 3). Основная полоса излучения в спектрах ЭЛ при обратном смещении имела асимметричную форму с резким высокоэнергетическим краем и демонстрировала «голубой» сдвиг с ростом тока накачки, т. е. спектральное положение максимума интенсивности полосы ЭЛ смещалось в сторону больших энергий фотона.

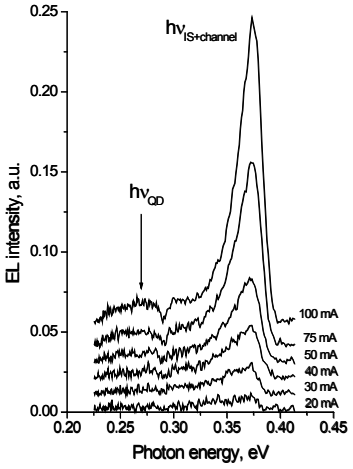


Рис. 3. Спектры ЭЛ для гетероструктуры p-InAs/InSb/n-InAs с плотностью КТ n_{QD} = 2,0·10^{10} см$^{-2}$, полученные при обратном смещении при T = 77 К

Сопоставляя зонную энергетическую диаграмму исследуемой гетероструктуры (рис. 4) и интервал энергий, в котором наблюдался сдвиг основной полосы ЭЛ при обратном смещении, можно оценить энергетическое положение интерфейсного уровня *IS* при низкой температуре. По мере увеличения внешнего электрического поля на гетерогранице p-InAs/InSb формируется электронный канал в результате наполнения потенциальной ямы электронами. При этом существует вероятность излучательных рекомбинационных переходов с квазиуровня Ферми (E_{Fp}) в электронном канале на интерфейсный уровень *IS*.

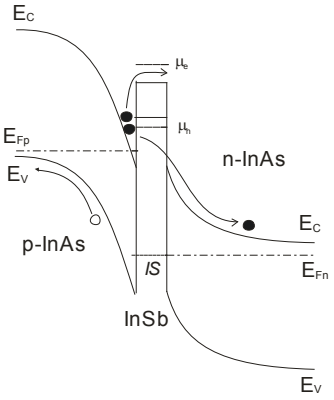


Рис. 4. Зонная энергетическая диаграмма гетероструктуры InAs/InSb/InAs с КТ InSb при обратном смещении. *IS*-уровень поверхностных состояний на интерфейсе InAs/InSb. μ_e- и μ_h-положения собственных состояний КТ для электронов и дырок, respectively

Появление нового канала протекания тока при приложении обратного смещении в образцах с КТ дает возможность заполнения собственных состояний в КТ InSb. В результате в спектрах ЭЛ при низких температурах присутствует полоса излучения, отвечающая рекомбинационным переходам между уровнями локализации в квантовой точке. В результате наблюдалась полоса излучения в районе $h\nu_{QD}$ = = 0,270 eV с полушириной порядка 60 meV (рис. 3).

Выводы

Асимметричность распределения энергии при формировании потенциальных барьеров для ограничения носителей заряда позволяет минимизировать потери при накачке в узкозонную активную область электронов и дырок, инжектируемых во встречных направлениях внешним электрическом полем. Использование наноразмерных конструкций типа сверхрешеток, квантовых ям или квантовых точек в активной области узкозонных гетероструктур позволит усилить локализацию инжектируемых носителей заряда и улучшить квантовую эффективность и температурные характеристики оптоэлектронных приборов, создаваемых на их основе.

Литература

1. R. H. Pierson and A.N. Fletcher // E.St.C. Gantz. Analyt. Chem. 1956. V. 28. P. 1218.

2. В. В. Романов, Э. В. Иванов, К. Д. Моисеев // ФТТ. 2019. Т. 61. С. 1746–1753.

3. K. D. Moiseev, E. V. Ivanov, Ya. A. Parkhomenko // Electronics. 2023. V. 12. P. 609.

4. S. H. Wei and A. Zunger // Phys. Rev. B. 1995. V. 52. P. 12039.

5. В. В. Романов, К. Д. Моисеев // ФТТ. 2023. Т. 65. С. 1707–1714.

Преобразование поляризации электромагнитного излучения в графене с постоянным током

И. М. Моисеенко[1,2,*], Д. В. Фатеев[1,3], В. В. Попов[1]

[1]Саратовский филиал Института радиотехники и электроники им. В. А. Котельникова РАН, ул. Зеленая, 38, Саратов, 410019
[2]Московский физико-технический институт (НИУ), Институтский пер., 9, Долгопрудный, Московская область,141701
[3]Саратовский государственный университет им. Н. Г. Чернышевского, ул. Астраханская, 83, Саратов, 410012
*MoiseenkoIM@yandex.ru

В работе теоретически исследовано преобразование поляризации терагерцевой электромагнитной волны, падающей под произвольным углом на графен с произвольно направленным постоянным током относительно плоскости падения волны. Показана возможность полного преобразования ТМ-волны, падающей в режиме полного внутреннего отражения на графен, в отраженную волну с ТЕ-поляризацией.

Свойства двумерного материала – графена широко исследуются для усиления [1, 2] и детектирования [3], а также преобразования поляризации [4] электромагнитного излучения в терагерцевом (ТГц) диапазоне частот. Плазмонные свойства графеновых структур исследуется для создания преобразователей поляризации ТГц-излучения [4], а также поляризационных фильтров, где определенная поляризационная составляющая произвольно поляризованной падающей волны поглощается в результате возбуждения плазмонов, а составляющая с ортогональной поляризацией сохраняется [5, 6]. Необходимая для преобразования поляризации анизотропия системы может быть создана постоянным магнитным полем [7] или геометрической асимметрией [4]. Приложение постоянного электрического тока также может приводить к анизотропии проводимости графена [2, 8], что может быть использовано в графеновых поляризаторах ТГц-излучения.

В настоящей работе исследуется преобразование поляризации ТМ-волны, наклонно падающей на графен с постоянным электрическим током, направленным произвольно относительно плоскости падения волны. Наличие дрейфа носителей заряда под углом к плоскости падения приводит к тензорному виду проводимости графена и рождению дополнительных относительно падающей волны компонент электрического и магнитного полей в отраженной и прошедшей волнах.

Теоретическая модель

В исследуемой структуре монослой графена расположен между двух полубесконечных диэлектриков с различными диэлектрическими проницаемостями $\varepsilon_2 < \varepsilon_1$ (рис. 1.) для возможности реализации эффекта полного внутреннего отражения (ПВО).

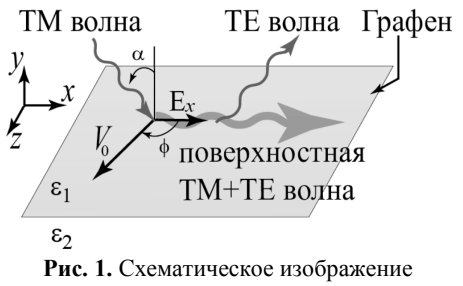


Рис. 1. Схематическое изображение исследуемой структуры

Графен описывается тензором нелокальной динамической проводимости в рамках гидродинамического приближения [2]. Гидродинамический подход справедлив, когда частота межэлектронных столкновений в графене превышает частоту действующего поля и частоты рассеяния импульса носителей заряда на фононах и дефектах кристаллической решетки графена [9].

Определим степень преобразования поляризации волны как

$$P = S_{\mathrm{TE}}^{\mathrm{ref}} / S^{\mathrm{ref}}, \qquad (1)$$

где $S_{\mathrm{TE}}^{\mathrm{ref}} = |0{,}5\,\mathrm{Re}\{E_z^{\mathrm{ref}}(H_x^{\mathrm{ref}})^*\}|$ поток энергии отраженной волны с ТЕ-поляризацией и $S^{\mathrm{ref}} = |0{,}5\,\mathrm{Re}\{E_z^{\mathrm{ref}}(H_x^{\mathrm{ref}})^* - E_x^{\mathrm{ref}}(H_z^{\mathrm{ref}})^*\}|$ полный поток энергии отраженной волны, E_x и E_z, (H_x и H_z) – компоненты соответственно электрического (магнитного) поля. Электрические и магнитные поля в среде 1 задаются выражением

$$A_{x,z} = \{A_{x,z}^{\mathrm{inc}} \exp(ik_{y1}y) \quad A_{x,z}^{\mathrm{ref}} \exp(\ ik_{y1}y)\} \exp(-i\omega t \quad ik_x x),$$

где $A_{x,z}^{\mathrm{inc}}$, $A_{x,z}^{\mathrm{ref}}$ – амплитуды падающей и отраженной волн, соответственно, k_{x1} и k_{y1} – составляющие волнового вектора волны в среде 1. Связь амплитуд электрических и магнитных полей находится из решения уравнений Максвелла с граничными условиями для тангенциальных компонент электрического и магнитного полей в плоскости графена. Скорость дрейфа носителей заряда задана как $V_0 = 0{,}5V_{\mathrm{F}}$, где $V_{\mathrm{F}} = 10^6$ м/с – скорость Ферми в графене, с проекциями скорости дрейфа на оси координат $V_{x0} = V_0 \cos\varphi$ и $V_{z0} = V_0 \sin\varphi$, где φ – угол между направлением дрейфа и плоскостью падения волны.

Результаты

Полное преобразование поляризации (P = 1) происходит только в режиме ПВО ($\alpha > \alpha_{\mathrm{ATR}}$), где α_{ATR} – угол полного внутреннего отражения ($\alpha_{\mathrm{ATR}} \approx 43°$ при $\varepsilon_1 = 9{,}66$ и $\varepsilon_2 = 4{,}5$), поскольку только в этом случае волна с исходной ТМ-поляризацией, отраженная от границы раздела двух диэлектрических сред, может быть полностью подавлена вследствие ее интерференции с ТМ-волной, отраженной от графена. При этом прохождение волны из среды 1 в среду 2 полностью подавлено (рис. 2, *а* и 2, *б*).

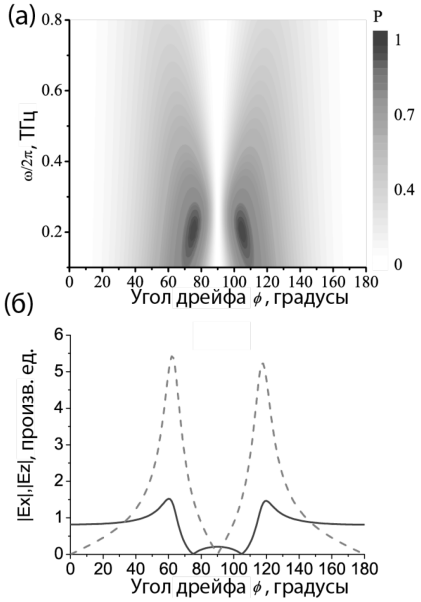


Рис. 2. Степень преобразования поляризации P в зависимости от направления дрейфа и частоты при угле падения волны $\alpha = 60$ (*а*) и амплитуды индуцированных электрических полей E_x (сплошные кривые) и E_z (пунктирные кривые) при $\alpha = 60$ в зависимости от направления электронного дрейфа на частоте, соответствующей максимальному преобразованию поляризации ($\omega / 2\pi = 0{,}19$ ТГц). Энергия Ферми в графене 600 мэВ. Время релаксации импульса носителей заряда в графене 0,1 пс, $V_0 = 0{,}5\ V_F$

Максимум амплитуд индуцированных в плоскости графена электрических полей E_x и E_z (см. рис. 2, *б*) достигается за счет резонансного возбуждения поверхностной гибридной TM+TE моды в графене. Дисперсия этой моды находится вблизи линий дисперсии света в окружающих графен диэлектрических средах и может находиться в области быстрых волн (внутри светового конуса) на ТГц-частотах (рис. 3). Дисперсионное уравнение для поверхностных волн в графене имеет вид [8]:

$$\left[\omega\varepsilon_0\left(\frac{\varepsilon_1}{k_{y1}}-\frac{\varepsilon_2}{k_{y2}}\right)+\sigma_{xx}(\omega,k_x)\right]\times$$
$$\times\left(k_{y2}-k_{y1}-\sigma_{zz}(\omega,k_x)\mu_0\omega\right)= \qquad (2)$$
$$=-\sigma_{xz}(\omega,k_x)\sigma_{zx}(\omega,k_x)\mu_0\omega.$$

В режиме ПВО максимум амплитуд индуцированных волн $|E_z|$ и $|E_x|$ достигается в точках пересечения дисперсионной кривой поверхностной TM+TE-моды дисперсионными прямыми для света, падающего под соответствующими углами (на рис. 3 пересечение имеет место на частоте $\omega^{(1)}_{max} / 2\pi \approx 0{,}19$ ТГц при $\alpha = 60$ и $\omega^{(2)}_{max} / 2\pi \approx 0{,}39$ ТГц при $\alpha = 80$).

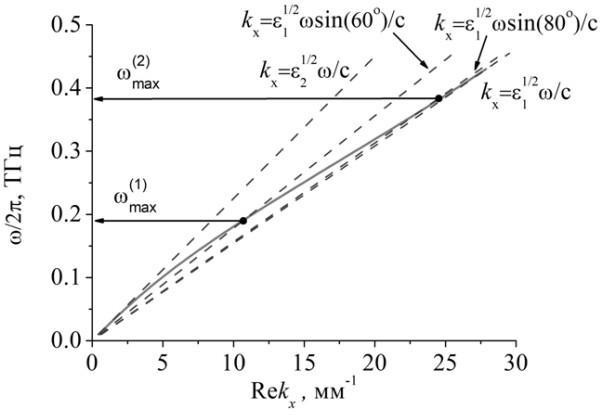


Рис. 3. Дисперсия поверхностной TM+TE-моды при угле дрейфа 65 градусов (сплошная кривая). Пунктирными прямыми показаны дисперсионные зависимости для света, падающего под различными углами. Пересечения дисперсионной кривой поверхностной TM+TE-моды со световыми линиями показаны черными точками. Энергия Ферми в графене равна 600 мэВ, $\tau = 0{,}1$ пс, $V_0 = 0{,}5\ V_F$

Выводы

Таким образом, в работе показана возможность полного преобразования поляризации TM-волны, падающей в режиме ПВО на графен с постоянным током, в отраженную волну с TE-поляризацией. Возникновение отраженной TE-волны связано с анизотропией проводимости графена в присутствии дрейфа носителей заряда и с резонансным возбуждением поверхностных TM+TE-мод в графене.

Финансирование

Работа выполнена при поддержке гранта РНФ № 22-79-00262.

Литература

1. S. Boubanga-Tombet et al. // Phys. Rev. X. 2020. V. 10. P. 031004.
2. I. M. Moiseenko, D. V. Fateev and V. V. Popov // Phys. Rev. B. 2024. V. 109. P. L041401.
3. V. V. Popov, D. V. Fateev, T. Otsuji, Y. M. Meziani, D. Coquillat, W. Knap // Appl. Phys. Lett. 2011. V. 99. P. 243504.
4. O. V. Polischuk, V. S. Melnikova and V. V. Popov // Appl. Phys. Lett. 2016. V. 109. P. 131101.
5. Yu. V. Bludov, M. I. Vasilevskiy and N. M. R. Peres // J. Appl. Phys. 2012. V. 112. P. 084320.
6. D. Sarker et al. // Opt. Express 2021. V. 29. P. 42713.
7. J. N. Heyman et al. // Journal of Applied Physics. 2014. V. 116. P. 214302.
8. I. M. Moiseenko, V. V. Popov and D. V. Fateev // J. Phys.: Condens. Matter. 2022. V. 34. P. 295301.
9. D. Svintsov, Phys. Rev. B. // 2019. V. 100. P. 195428.

Полное поглощение терагерцовой электромагнитной волны в металлическом желобе с графеном

М. Ю. Морозов*, В. В. Попов

Саратовский филиал Института радиотехники и электроники им. В. А. Котельникова РАН, ул. Зеленая, 38, Саратов, 410019
*mikkym@mail.ru

Теоретически показана возможность перестройки поглощения терагерцовой электромагнитной волны в металлической желобковой структуре с графеном между режимами почти полного отражения и полного поглощения волны вблизи частоты отсечки входной терагерцовой волны при изменении величины энергии Ферми в графене.

Введение

Регуляторы поглощения электромагнитных сигналов востребованы в интегральной терагерцовой (ТГц) графеновой плазмонике.

При нерезонансном поглощении электромагнитной волны (ЭМВ) в графене поглощается не более 2,3% мощности падающей волны [1]. Несмотря на то, что это рекордная величина поглощения в слое материала одноатомной толщины, такая величина поглощения слишком мала для практического применения графена в ТГц-переключателях. В связи с этим исследование резонансного поглощения ТГц-волны в графене является актуальной задачей. Резонансное взаимодействие между ТГц-излучением и плазменными волнами (плазмонами) в графене позволяет значительно изменять интенсивность отраженной волны [2]. Поглощение более 80% мощности падающей волны в графене на металлической подложке с периодическими канавками в ближнем ИК-диапазоне было теоретически предсказано в работе [3]. Практически полное (более чем 95%) поглощение ближнего ИК-излучения при плазмонном резонансе в графеновых нанолентах было экспериментально получено в работе [4].

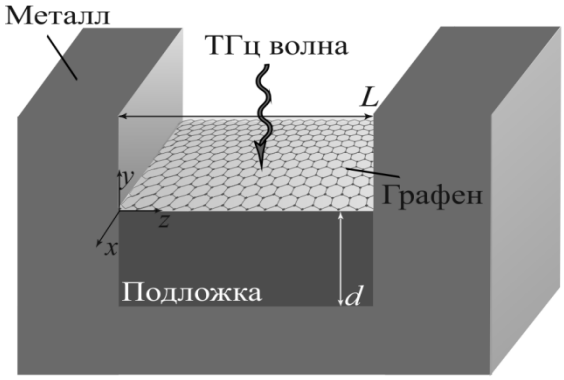


Рис. 1. Схематическое представление структуры

В настоящей работе теоретически показано, что полное поглощение в графене можно получить при определенных условиях, используя резонансы Фабри – Перо в подложке графена (а не плазмонные резонансы в самом графене). Графен расположен на диэлектрической подложке толщиной d, помещенной на дне бесконечно глубокого прямоугольного металлического желоба шириной L (рис. 1). В исследуемой модели низшая мода ТГц-волны с ТЕ-поляризацией (с компонентами поля E_z, H_x и H_y) падает нормально на поверхность графена из пустого плоскопараллельного металлического волновода, расположенного вертикально над графеном.

Теоретическая модель

Коэффициент отражения падающей ТГц-волны по мощности имеет вид

$$R = \left|\left(1 - Y_{\text{ch}}/Y_{\text{in}}\right)/\left(1 + Y_{\text{ch}}/Y_{\text{in}}\right)\right|^2. \qquad (1)$$

где Y_{ch} и Y_{in} – соответственно характеристический адмиттанс для заданной (низшей) ТЕ-моды пустого плоскопараллельного металлического волновода, расположенного над графеном, и входной адмиттанс структуры в плоскости графена. Для определения адмиттансов были получены следующие формулы:

$$Y_{\text{ch}} = k_{ya}/\omega\mu_0;$$
$$Y_{\text{in}} = \sigma(\omega) - k_{ys}\operatorname{cth}\left(ik_{ys}d\right)/\omega\mu_0, \qquad (2)$$

где ω – круговая частота волны, μ_0 – магнитная постоянная, $\sigma(\omega)$ – динамическая проводимость графена [5], k_{ya} и k_{ys} – нормальные к графену компоненты волнового вектора ТЕ-волны пустого плоскопараллельного металлического волновода (индекс a) и в подложке графена (индекс s), определяемые как

$$k_{ya} = \sqrt{(\omega/c)^2 - k_z^2},$$
$$k_{ys} = \sqrt{\varepsilon_s(\omega/c)^2 - k_z^2}, \qquad (3)$$

где $k_z = \pi/L$ – поперечная компонента волнового вектора низшей ТЕ-моды и c – скорость света. Расчеты выполнены при величине диэлектрической проницаемости подложки $\varepsilon_s = 5$ (что соответствует нитриду бора – hBN), времени рассеяния импульса носителей заряда в графене 1 пс, $d = 50$ мкм и $L = 60$ мкм.

Результаты и обсуждение

На рис. 2 представлена карта коэффициента поглощения $A = 1 - R$ в зависимости от величины энергии Ферми в графене и частоты. Можно видеть полосы с резонансным возрастанием поглощения волны. Рост поглощения происходит на частотах резонансов Фабри – Перо в подложке. В низкочастотной области карта оканчивается на частоте отсечки низшей ТЕ-моды пустого плоскопараллельного металлического волновода $\omega_c = \pi c/L$.

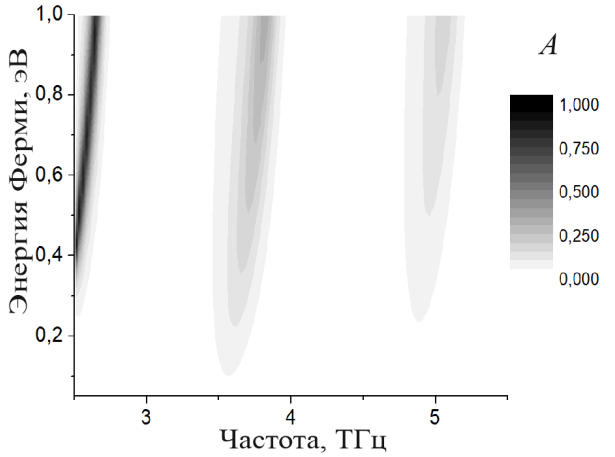


Рис. 2. Карта коэффициента поглощения ТГц-волны в желобковой графеновой структуре в зависимости от величины энергии Ферми в графене и частоты

Вблизи отсечки расположен низший по частоте резонанс Фабри – Перо в подложке с практически полным поглощением падающей ТГц-волны. Полное поглощение в этом резонансе обусловлено согласованием входного адмиттанса графеновой структуры, который на частоте резонанса Фабри – Перо является действительной величиной $Y_{\text{in}} = \text{Re}\,\sigma(\omega)$, с характеристическим (также действительным) адмиттансом плоскопараллельного металлического волновода над графеном для низшей ТЕ-моды. При этом мнимая часть проводимости графена приводит лишь к небольшому сдвигу частоты резонанса Фабри – Перо. Согласование адмиттансов становится возможным вследствие того, что вблизи частоты отсечки характеристический адмиттанс $Y_{\text{ch}} = k_{ya}/\omega\mu_0$ становится достаточно малым (сравнимым с действительной частью проводимости графена), поскольку k_{ya} мала в этом случае. Частота ω_A, на которой происходит полное поглощение падающей ТГц-волны, определяется из следующего уравнения:

$$\left(\omega_A/\omega_c\right)^2\left\{1-\left(\text{Re}\,\sigma\left(\omega_A\right)/Y_0\right)^2\right\}=1, \qquad (4)$$

где Y_0 – адмиттанс свободного пространства.

Подбирая ширину желоба L и толщину подложки d, можно реализовать согласование адмиттансов в желобковой структуре для любого резонанса Фабри – Перо при его возбуждении вблизи частоты отсечки входного плоскопараллельного металлического волновода.

Отметим, что в плоскопараллельной графеновой структуре (при бесконечно широком металлическом желобе) согласование адмиттанса свободного пространства над графеном со входным адмиттансом плоскопараллельной графеновой структуры возможно только при резонансах Фабри – Перо в подложке на очень низких частотах (менее 0,1 ТГц), где проводимость графена значительно возрастает. Это обусловлено тем, что величина адмиттанса свободного полупространства над графеном 1/377 См существенно превосходит величину действительной части проводимости графена на ТГц-частотах.

Из рис. 2 видно, что при увеличении энергии Ферми в графене частота резонансов Фабри – Перо возрастает. Это объясняется тем, что с увеличением энергии Ферми увеличивается проводимость графена и, как следствие, возрастает экранирование подложки. Это приводит к уменьшению эффективной толщины резонатора Фабри – Перо и возрастанию частот Фабри – Перо резонансов.

Выводы

Таким образом, в настоящей работе теоретически показана возможность перестройки поглощения ТГц-электромагнитной волны в металлической желобковой структуре с графеном на фиксированной частоте вблизи отсечки входной волны между режимами почти полного отражения и полного поглощения волны при изменении величины энергии Ферми в графене.

Финансирование

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского научного фонда (проект № 24-22-00114).

Литература

1. R. R. Nair, P. Blake, A. N. Grigorenko, K. S. Novoselov, T. J. Booth, T. Stauber, N. M. R. Peres, A. K. Geim // Science. **320**. 1308 (2008).

2. Yu. V. Bludov, M. I. Vasilevskiy, N. M. R. Peres // EPL. **92**, 68001 (2010).

3. B. Zhao, J. M. Zhao, Z. M. Zhang // JOSA B. **32**, 1176 (2015).

4. S. Kim, M. S. Jang, V. W. Brar, K. W. Mauser, L. Kim, H. A. Atwater // Nano Lett. **18**, 971 (2018).

5. M. S. Jang, V. W. Brar, M. C. Sherrott, J. J. Lopez, L. Kim, S. Kim, M. Choi, H. A. Atwater // Phys. Rev. B. **90**, 165409 (2014).

Влияние порогового и беспорогового оже-процессов на генерацию стимулированного и лазерного излучения в гетероструктурах на основе HgCdTe

С. В. Морозов[1,*], В. В. Румянцев[1], К. Е. Кудрявцев[1], А. А. Разова[1], М. А. Фадеев[1], В. В. Уточкин[1], В. Я. Алешкин[1], А. А. Янцер[1], К. А. Мажукина[1], А. А. Дубинов[1], С. А. Дворецкий[2], Н. Н. Михайлов[2]

[1]Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, 7, д. Афонино, Кстовский р-н, Нижегородская обл., 603087
[2]Институт физики полупроводников СО РАН, пр. Акад. Лаврентьева, 13, Новосибирск, 630090
*more@ipmras.ru

В данной работе экспериментально и теоретически исследуются как фундаментальные процессы межзонной рекомбинации носителей заряда в подобных КЯ, определяющие достижимость усиления излучения в материале КЯ, так и смежные вопросы о влиянии конструкции диэлектрического волновода на возможность получения однопроходового стимулированного излучения. Кроме того, по мере перехода к структурам с Eg меньше 100 мэВ становятся актуальны вопросы избыточного разогрева носителей заряда при накачке структур излучением с энергией фотонов, существенно превышающей Eg. А последние экспериментальные исследования также показали влияние беспорогового оже-процесса.

Введение

В работе исследовались гетероструктуры с квантовыми ямами (КЯ) HgCdTe/CdHgTe для разработки на их основе межзонных источников среднего и дальнего ИК-диапазонов. Межзонные полупроводниковые лазеры на основе структур с квантовыми ямами HgCdTe/CdHgTe имеют ряд свойств, делающих их привлекательными для длинноволновых лазеров. Например, за счет сильно непараболических законов дисперсии электронов и дырок, квазисимметричных в окрестности $k = 0$, в таких структурах удается существенно подавить безызлучательную оже-рекомбинацию и увеличить ее порог относительно объемных материалов твердых растворов HgCdTe от нескольких единиц до 30–40 мэВ. При существенном подавлении безызлучательной рекомбинации Шокли – Рида – Холла, важном механизме при рассмотрении перспектив таких структур в качестве межзонных приемников среднего и дальнего ИК-диапазонов, при высокой концентрации неравновесных носителей заряда вопрос межзонной рекомбинации фактически сводится к традиционной конкуренции излучательной и безызлучательной оже-рекомбинации. В данной работе экспериментально и теоретически исследуются как фундаментальные процессы межзонной рекомбинации носителей заряда в подобных КЯ, определяющие достижимость усиления излучения в материале КЯ, так и смежные вопросы о влиянии конструкции диэлектрического волновода на возможность получения однопроходового стимулированного излучения. Кроме того, по мере перехода к структурам с Eg меньше 100 мэВ становятся актуальны вопросы избыточного разогрева носителей заряда при накачке структур излучением с энергией фотонов, существенно превышающей Eg. А последние экспериментальные исследования также показали влияние беспорогового оже-процесса.

Результаты

Предложенные дизайны волноводных структур с квантовыми ямами HgCdTe/CdHgTe на *i*-GaAs-подложке с увеличенной толщиной буферного слоя с 10 до 15 мкм (рис. 1) и на n^{++}-GaAs подложке позволили существенно локализовать ТЕ-моду волновода, тем самым уменьшив оптические потери, что привело к уменьшению порога наблюдения стимулированного излучения (СИ) в области спектра от 20 до 30 мкм до десятков, а иногда единиц Вт/см^2. Кроме всего, это позволяет позже по плотности мощности и температурам решетки разогревать носители и преодолевать порог по оже-рекомбинации, тем самым получать СИ при более высоких температурах. Исследования в рамках выращенной серии структур показали, что оба типа оптимизации волноводов приводят к существенному снижению порога возникновения стимулированного излучения (СИ) на длинах волн 22 и 24 мкм до величин менее 400 Вт/см^2 при импульсном возбуждении и до единиц Вт/см^2 на длине волны 10,6 мкм. Вопрос существенного различия пороговых плотностей мощности накачки при импульсном и непрерывном режимах остается открытым, а основное предположительное объяснение связано с существенно меньшим при импульсном режиме и существенно большим при непрерывном времени накачки относительно времени излучательной рекомбинации, основном механизме межзонной рекомбинации до появления оже-процессов.

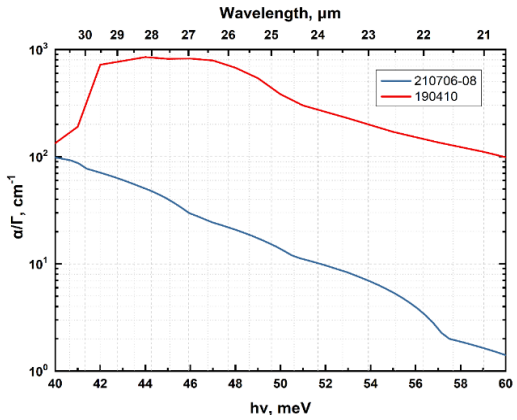


Рис. 1. Расчет отношения коэффициента поглощения α к фактору оптического ограничения Γ для структур #210706–08 с 15 мкм буфером CdTe и #190410 с 10 мкм буфером CdTe

Относительно малые пороговые плотности мощности накачки и отсутствие существенного разогрева носителей создают предпосылки для продвижения в диапазон длин волн более 30 мкм. Тем не менее первые попытки оказались неудачными: в структурах с длиной волны генерации более 24 мкм (определенной при измерениях спектров СИ при импульсном возбуждении) при непрерывном возбуждении вместо узкой (0,5 мэВ) линии СИ наблюдается широкая линия ФЛ, которая, однако, позволила оценить эффективную температуру носителей как $T > 40$ К. Наблюдаемый разогрев носителей может быть связан как с «горячей» оже-рекомбинацией (в отличие от более коротковолновых структур, в которых оптическая накачка с длиной волны возбуждает носители в области квазигиперболического закона дисперсии, «защищенного» от оже-процессов законами сохранения, при уменьшении ширины запрещенной зоны носители могут участвовать в оже-рекомбинации до термализации), так и с деталями энергетической релаксации на оптических фононах.

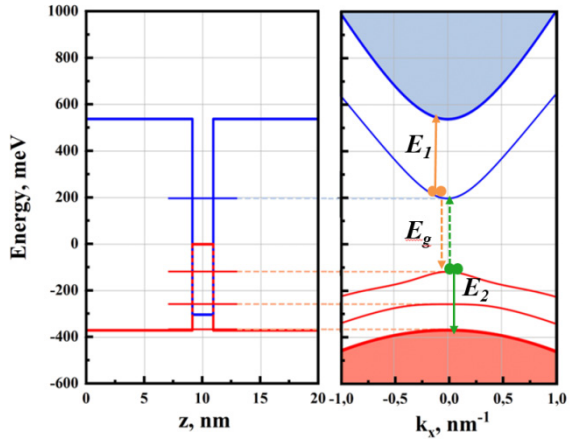


Рис. 2. Схематическое изображение зонной структуры КЯ на основе HgCdTe и возможных переходов в континуумы зоны проводимости и валентной зоны при беспороговом оже-процессе

В структурах с КЯ HgTe/CdHgTe, рассчитанных на генерацию в области 3–14 мкм, в том числе при накачке сверхкороткими (пикосекундными) лазерными импульсами анализ спектров ФЛ показал, что для таких структур удается избежать разогрева при квазинепрерывном возбуждении на длинах волн 980 нм – 1,5 мкм со средней интенсивностью < 10 Вт/см^2, достаточной для получения усиления на межзонных переходах при $T < 20$ К. Это согласуется с возможностью наблюдения СИ в таких структурах при непрерывном возбуждении с пороговой интенсивностью ~ 2 Вт/см^2 (при возбуждении в барьер). При импульсном возбуждении признаки отличия эффективной температуры носителей от решеточной наблюдаются при интенсивности возбуждения более 50 кВт/см^2 на длине волны 2 мкм. Указанная интенсивность накачки необходима для получения усиления при температурах выше 200 К в структурах, рассчитанных на генерацию в области длин волн 3–5 мкм. Для таких структур, помимо пороговых оже-процессов, оказывается возможной и беспороговая оже-рекомбинации, связанная с возможностью выброса носителя из КЯ в континуум барьеров. Из-за того, что ширина запрещенной зоны Eg в КЯ на основе HgCdTe растет с температурой, а энергетическое расстояние между потолком первой валентной подзоны и континуумом валентной зоны барьеровΔE меняется слабо, бесп ороговая оже-рекомбинация становится возможной выше некоторой температуры, при которой Eg ≙E (рис. 2). В рамках проведенных исследований ФЛ была измерена температурная зависимость интегральной ФЛ в серии структур с разной высотой барьеров КЯ и выделен вклад данного процесса оже-рекомбинации. Подробно результаты данных исследований изложены в [1].

Выводы

Экспериментально продемонстрировано, что в зависимости от диапазона длин волн максимальная температура наблюдения СИ в волноводных структурах КЯ на основе HgCdTe может определяться как пороговой, так и беспороговой оже-рекомбинацией. При этом «резонансный» характер вклада беспороговой оже-рекомбинации, связанной с выбросом носителей в барьер, в общий темп рекомбинации неравновесных носителей максимум соответствующего коэффициента оже-рекомбинации достигается при температуре, для которой ширина запрещенной зоны совпадает с энергетическим расстоянием между дном первой дырочной подзоны размерного квантования и континуумом валентной зоны барьеров. Показано, что при дальнейшем увеличении температуры (и ширины запрещенной зоны соответственно) эффективность беспорогового оже-процесса уменьшается, несмотря на отсутствие ограничений, накладываемых законами сохранения энергии и импульса для подобных оже-процессов.

Финансирование

Работа выполнена при поддержке гранта РНФ № 22-12-00310.

Литература

1. K. E. Kudryavtsev, A. A. Yantser, M. A. Fadeev, V. V. Rumyantsev, A. A. Dubinov, V. Ya. Aleshkin, N. N. Mikhailov, S. A. Dvoretsky, V. I. Gavrilenko, and S. V. Morozov // Appl. Phys. Lett. 123. 182102 (2023); doi: 10.1063/5.0177912.

Температурная зависимость величины сбоя фазы для одиночных и двойных гетеропереходов в квантовых фазовых переходах плато-плато КЭХ

В. Н. Неверов*, С. В. Гудина, Н. Г. Шелушинина, Ю. Г. Арапов, А. С. Боголюбский, К. В. Туруткин, М. В. Якунин

ИФМ УрО РАН, ул. Софьи Ковалевской, 18, Екатеринбург, 620108
*neverov@imp.uran.ru

В работе показано, что механизмы сбоя фазы в условиях переходов между плато квантового эффекта Холла существенно различаются для одиночных (треугольная квантовая яма) и двойных (прямоугольная квантовая яма) гетеропереходов. Различие механизмов сбоя фазы связано с различием вклада шероховатости гетерограницы в этих квантовых ямах. Предложен механизм сбоя фазы, связанный с изменением формы волновой функции, вследствие шероховатостей гетерограницы.

Введение

Квантовый эффект Холла (КЭХ) можно рассматривать как последовательность квантовых фазовых переходов диэлектрик-металл-диэлектрик при сканировании уровнем Ферми плотности состояний неупорядоченной 2D-системы в квантующем магнитном поле. В рамках концепции скейлинга [1, 2] ширина перехода между соседними плато КЭХ, также как и ширина соответствующего пика на зависимости $\rho_{xx}(B)$, при конечной температуре должны стремиться к нулю по степенному закону T^{κ}. Здесь $\kappa = p/2\nu$ – критический индекс ширины полосы делокализованных состояний, множитель p определяет температурную зависимость времени сбоя фазы $\tau_{in} \sim T^{p}$, ν – критический индекс длины локализации.

Результаты и их обсуждение

Обобщены экспериментальные результаты для переходов плато-плато КЭХ в системах, где наблюдались «универсальные» значения κ, связываемые с квантовым пределом $\nu = 7/3$. Для одиночных гетеропереходов (треугольные квантовые ямы) наблюдаются в основном $\kappa = 0{,}42$ ($p = 2$); в двойных гетеропереходах (прямоугольные квантовые ямы) наблюдаются только $\kappa = 0{,}21$ [4]. Величина $p = 2$ отвечает электрон-электронному механизму сбоя фазы волновой функции, а $p = 1$, найквистовскому механизму, который определяется воздействием внешних сил на волновой пакет квазичастицы. Мы полагаем, что такое различное поведение систем с одиночным и двойным гетеропереходами связано с эффектами шероховатости гетерограниц.

В одиночном гетеропереходе квантовая яма формируется за счет кулоновского притяжения между легирующей примесью и носителями заряда, локализованными вблизи гетероперехода. Вторая стенка квантовой ямы представляет собой плавный изгиб потенциала. Плавность второй стенки приводит к тому, что в одиночном гетеропереходе шероховатость гетерограницы хотя и смещает квантовую яму в z-направлении, но слабо изменяет положение уровней пространственного квантования и вид волновой функции в z-направлении.

Прямоугольная квантовая яма формируется двумя гетеропереходами, между которыми находится материал с меньшей шириной запрещенной щели. Наличие шероховатости гетерограницы приводит к изменению ширины квантовой ямы. Смещение уровней пространственного квантования увеличивается с уменьшением ширины квантовой ямы. При этом амплитуда крупномасштабного потенциала и скачков энергии на шероховатостях гетероперехода являются независимыми. Движение носителя заряда в присутствии шероховатостей гетерограниц приводит к изменению вида волновой функции как в z-направлении, так и в плоскости системы (поскольку изменилась энергия уровня Ландау), что приводит к возможности релаксации фазы по найквистовскому механизму.

Выводы

Механизмы сбоя фазы в условиях переходов между плато квантового эффекта Холла существенно различаются для одиночных (треугольная квантовая яма) и двойных (прямоугольная квантовая яма) гетеропереходов. Различие механизмов сбоя фазы связано с различием вклада шероховатости гетерограницы в этих квантовых ямах. Предложен механизм сбоя фазы, связанный с изменением формы волновой функции вследствие шероховатостей гетерограницы.

Финансирование

Работа выполнена в рамках государственного задания по теме «Электрон», Г. р. № 122021000039-4.

Литература

1. A. M. M. Pruisken // Phys. Rev. B. 1985. V. 32. P. 2636–2639.

2. B. Huckestein // Rev. Mod. Phys. 1995. V. 67. P. 357–396.

3. S. V. Gudina, A. S. Klepikova, V. N. Neverov, et al. // Low temperature physics. 2019. V. 45. P. 176–180.

4. S. V. Gudina, Yu. G. Arapov, et al. // J. Magn. Magn. Mater. 2017. V. 440. P. 10–12.

Структурные и оптические свойства тонких пленок AsS и GeS, полученных в условиях квазиравновесной плазмы, инициируемой лазерным оптическим пробоем

А. В. Нежданов[1,*], Р. А. Корнев[2], Д. Г. Фукина[1], В. Е. Шкрунин[2], А. А. Ермаков[2], К. Д. Корнев[1], А. А. Скрылев[1], Д. В. Шестаков[1], Л. М. Виноградова[1], Е. С. Ильичев[1], Д. А. Усанов[3], А. И. Машин[1]

[1]Нижегородский государственный университет им. Н. И. Лобачевского, пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950, Россия
[2]Институт химии высокочистых веществ им. Г. Г. Девятых РАН, ул. Тропинина, 49, Нижний Новгород, 603137, Россия
[3]Paul Scherrer Institut, Forschungsstrasse 111, Villigen CH-5232, Switzerland
[4]Институт проблем машиностроения РАН, ул. Белинского, 85, Нижний Новгород, 603024, Россия
*nezhdanov@phys.unn.ru

Исследование зависимости структуры пленок AsS и GeS, полученных в условиях квазиравновесной плазмы, инициируемой лазерным оптическим пробоем, показало уменьшение доли структурных единиц, относящихся к β-As_4S_4 и γ-As_4S_4, при удалении подложки от мишени, в то время как состав изменяется слабо. Также при этом обнаружено смещение края оптического поглощения в синюю область. Обнаружена фотолюминесценция с максимумом в области 2,1 эВ. Определена оптическая ширина запрещенной зоны.

Введение

Интерес к получению и исследованию халькогенидных пленок AsS и GeS связан с практической значимостью подобных систем для изготовления таких оптических элементов, как оптические волокна, планарные волноводы, оптические переключатели, волоконные усилители, а также элементы памяти на основе фазового перехода. Кроме того, обнаружено, что наночастицы на основе AsS имеют огромный потенциал практического применения в медицине в качестве маркеров раковых клеток благодаря своим фотолюминесцентным свойствам [1–3].

В данной работе сделана попытка получения наноструктурированных пленок AsS и GeS, полученных с применением плазмы, создаваемой оптическим пробоем Nd:YAG-лазера (LIDB), а также проведено исследование плазмохимического процесса, а именно – влияния физических и технологических параметров процесса на параметры получаемых халькогенидных наноструктур.

Методика эксперимента

Пленки AsS и GeS были получены с применением плазмы, создаваемой оптическим пробоем Nd:YAG лазера (рис. 1). Исследовалось влияние расстояния между подложкой и областью фокусировки лазерного излучения на мишени, на состав, структуру и оптические свойства получаемых пленок AsS и GeS. Распыляемой мишенью служил слиток халькогенидного стекла с составом As_2S_3 и GeS_2. В качестве материалов подложки использовались высокочистое кварцевое стекло и кристаллический кремний с размерами 10×10 мм.

Химический состав образцов определялся на сканирующем электронном микроскопе JSM IT-300LV (JEOL) с энергодисперсионным детектором MaxN 20 (Oxford Instruments). Спектры комбинационного рассеяния (КРС) и фотолюминесценции (ФЛ) были получены с помощью системы NTEGRA Spectra (NT-MDT, Зеленоград) при комнатной температуре. Спектры КРС и ФЛ были получены в схеме на отражение в

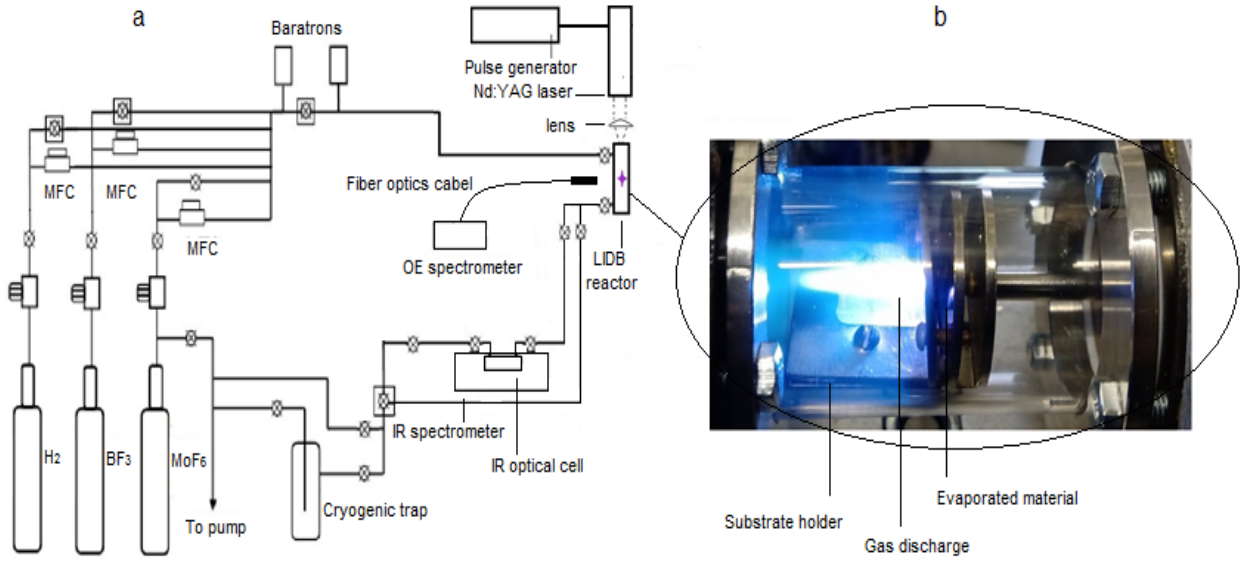


Рис. 1. Принципиальная схема установки и фотография плазмохимического реактора

диапазоне 50–900 см$^{-1}$ и 480–950 нм соответственно. Край оптического поглощения исследовался на основании спектров пропускания и отражения, полученных на двухлучевом спектрофотометре Carry 5000 (Varian).

Результаты и их обсуждение

Как показали исследования методом электронной микроскопии, состав, в зависимости от расстояния до мишени, меняется немонотонно и находится в пределах 45 ат.% для мышьяка и 55 ат.% для серы, в случае пленок AsS. А для пленок GeS: 40 ат.% для германия и 60 ат.% для серы.

Структурные исследования, проведенные методом КРС, показали (рис. 2), что увеличение доли мышьяка в пленке приводит к появлению пиков на частотах 132, 145, 153, 189 и двойного пика 225–234 см$^{-1}$, что может свидетельствовать о наличии в пленках структурных единиц As_4S_4, относящихся к β-As_4S_4. Для составов $As_{45}S_{55}$ и $As_{46}S_{54}$ наблюдается рост интенсивности пика на частоте 273 см$^{-1}$, что говорит о наличии в пленке структур As_4S_4 типа парареальгара (γ-As_4S_4).

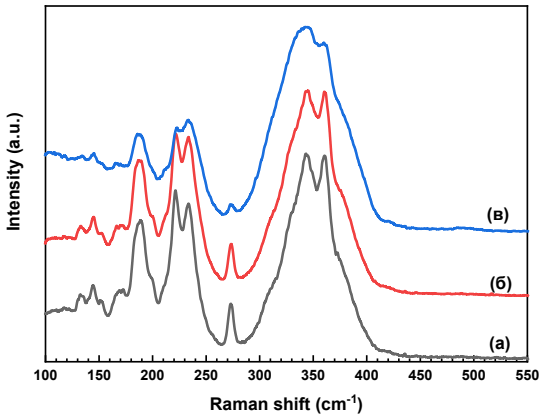


Рис. 2. Спектр КРС пленки AsS в зависимости от состава: *а* – $As_{45}S_{55}$, *б* – $As_{46}S_{54}$, *в* – $As_{43}S_{57}$

Спектры, представленные на рис. 3, демонстрируют низкий уровень пропускания, не характерный для пленок AsS, полученных другими методами, что связано с сильным рассеянием на неоднородностях пленки. Также обнаружено смещение края оптического поглощения в синюю область, что связано с уменьшением доли структур β-As_4S_4 и γ-As_4S_4 в полученных пленках на большем расстоянии мишени.

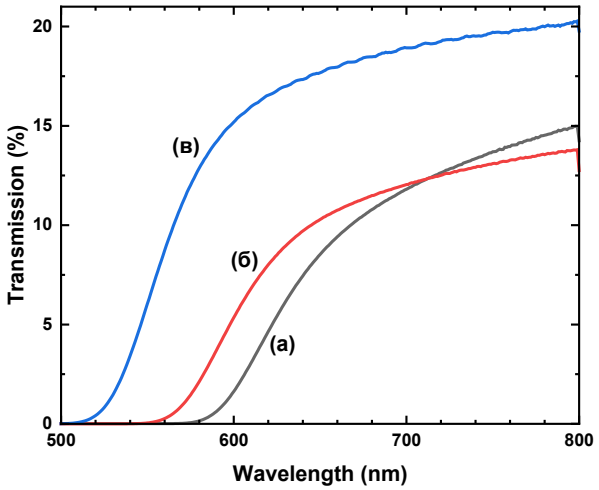


Рис. 3. Спектр пропускания пленки AsS в зависимости от состава: *а* – $As_{45}S_{55}$, *б* – $As_{46}S_{54}$, *в* – $As_{43}S_{57}$

В дальнейшем предполагается изменять параметры распыления с целью уменьшения размеров включения до нанометрового уровня, для их дальнейшего практического применения в диагностической медицине.

Литература

1. J. Z. Wang, M. Lin, T. Y. Zhang, et al. // J. Am. Chem. Soc. **130**. 11596 (2008).

2. Y. Deng, H. Xu, K. Huang, X. Yang, et al. // Pharmacol. Res. **44**. 513–518 (2001).

3. J. Z. Wu, P. C. Ho // Eur. J. Pharm. Sci. **29**. 35 (2006).

Спиновые свойства экситона в КТ (In, Al)As/AlAs в условиях Г-Х-смешивания

С. В. Некрасов[1,*], Н. О. Михайленко[1], М. Д. Рагоза[1], Т. С. Шамирзаев[2], Ю. Г. Кусраев[1]

[1]Физико-технический институт им. А. Ф. Иоффе РАН, Санкт-Петербург, 194021
[2]ИФП СО РАН, Новосибирск, 630090
*sergey.nekrasov@mail.ioffe.ru

Экспериментально исследовалось влияние Г-Х-смешивания электронных состояний на тонкую структуру уровней номинально непрямых в k-пространстве экситонов в квантовых точках (In,Al)As/AlAs типа I. Методами оптической ориентации и выстраивания в магнитном поле было выявлено увеличение анизотропного обменного расщепления экситонных уровней (приблизительно с 0,6 до 5 мкэВ) с ростом подмешивания прямых экситонных состояний к непрямым. Величина Г-Х-смешивания в свою очередь зависит от размера квантовой точки; люминесценция группы квантовых точек определенного размера возбуждалась при помощи резонансного лазерного света.

Представляет интерес перспектива применения полупроводниковых квантовых точек (КТ) в процессе квантовых вычислений, в частности спин квазичастиц, располагающихся в КТ, можно использовать для записи кубита информации. Время жизни экситона в прямозонных КТ порядка 1 нс является недостаточным для практического применения; однако в непрямозонных в k-пространстве КТ время жизни экситона может достигать миллисекунд [1]. При этом экспериментально было показано, что время спиновой релаксации экситона в непрямозонных КТ может превосходить его время жизни [2].

Изучались КТ (In,Al)As/AlAs, выращенные методом МВЕ на подложке (001) GaAs. Образец содержит 20 слоев нелегированных КТ размером 15 на 4 нм, разделенных слоями AlAs толщиной 20 нм. Исследования проводились методом спектроскопии поляризационной фотолюминесценции (ФЛ) в магнитном поле. Образец помещался в криостат при температуре 12 К; ФЛ возбуждалась циркулярно- или линейно-поляризованным излучением Ti:Sph лазера. Измерялась степень циркулярной либо линейной поляризации ФЛ, люминесценция нужной длины волны детектировалась двойным спектрометром. Магнитное поле создавалось внешним электромагнитом в направлении, параллельном возбуждающему свету (геометрия Фарадея).

КТ (In,Al)As/AlAs фиксированного состава могут оказаться как прямыми, так и непрямыми в *k*-пространстве в зависимости от размера квантовой точки [3], при этом минимум энергии в зоне проводимости располагается в Г- либо Х-долине зоны Бриллюэна соответственно. Существует размер КТ, в которых энергии электрона в Г- и Х-точках совпадают (точка Г-Х-пересечения). В некоторой области энергий в районе данной точки может наблюдаться явление Г-Х-смешивания прямых и непрямых состояний экситона в силу отражения квазичастицы от интерфейсов КТ.

В прямозонных КТ изотропное обменное взаимодействие между электроном и дыркой расщепляет четырехкратно вырожденное состояние экситона, состоящего из электрона и тяжелой дырки, на оптически активные состояния с проекциями углового момента на ось квантования |+/–1> и оптически неактивные состояния (|+/–2>). В силу наличия деформации в плоскости КТ возникает анизотропная компонента обменного взаимодействия, которая расщепляет на энергию δ_1 порядка 100 мкэВ состояния оптически активного экситона. Уровни расщепляются на два линейно-поляризованных в ортогональных направлениях состояния. Ранее было показано, что в непрямозонных в k-пространстве КТ обменным взаимодействием можно пренебречь, оно не превосходит энергии зеемановского расщепления электронных состояний в ядерных флуктуационных полях ($\delta_1 \leq 0{,}2$ мкэВ) [2]. В данной работе показано, что в общем случае расщепление тонкой структуры оптически активного экситона зависит от величины Г-Х-смешивания.

Результаты

ФЛ возбуждалась резонансно, при поглощении фотона рождался экситон в основном состоянии в Г-долине зоны Бриллюэна, после чего электрон термализовался в состояние в Х-долине, располагающееся ниже по энергии, а затем рекомбинировал с дыркой, оставшейся в Г-долине (непрямой оптический переход). На рис. 1 приведена зависимость линейной (циркулярной) поляризации ФЛ от магнитного поля в геометрии Фарадея для случая возбуждения линейно (циркулярно) поляризованным светом. В магнитном поле выстраивание экситонов подавляется (с 35 до 10%), а оптическая ориентация восстанавливается (с 8 до 30%), что можно описать с учетом модификации тонкой структуры экситонных состояний в магнитном поле. Когда энергия зеемановского расщепления превосходит обменное расщепление δ_1, состояния экситона из линейных становятся циркулярными (|+/–1>), что в свою очередь отражается на поляризационных свойствах (см., например, [2]).

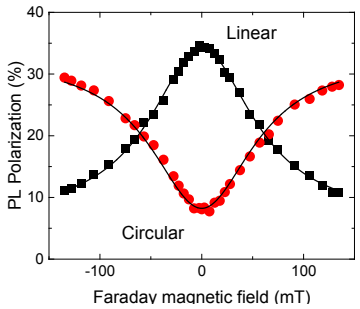


Рис. 1. Зависимости линейной (квадраты) и циркулярной (круги) поляризации ФЛ от магнитного поля. Энергия возбуждения – 1,66 эВ, детектирования – 1,64 эВ, температура T = 12 К. Линиями показано описание данных соотношениями (1) и (2)

Зависимости оптического выстраивания и ориентации экситонов от магнитного поля были измерены при шести различных энергиях возбуждающего света, т. е. для различного размера КТ. В нулевом магнитном поле с ростом энергии от 1,634 до 1,759 эВ (с удалением от точки Г-Х-смешивания) степень циркулярной поляризации возрастает с 3 до 18%, в то время как степень линейной поляризации падает с 53 до 6%. Эффект обусловлен разной мерой подмешивания прямых состояний экситона к непрямым, и соответствующей трансформацией тонкой структуры. Отметим, что ширины зависимостей циркулярной и линейной поляризации от поля совпадают друг с другом при заданной энергии возбуждения.

Магнитополевые зависимости поляризации ФЛ для разных энергий возбуждения были описаны соотношениями для оптической ориентации и выстраивания нейтрального экситона (с конечным временем жизни) в магнитном поле в геометрии Фарадея [4]:

$$\rho_c(B) = \rho_c^0 \frac{1+\Omega^2\tau^2}{1+(\Omega^2+{\delta_1^2}/{\hbar^2})\tau^2}, \quad (1)$$

$$\rho_l(B) = \rho_l^0 \frac{1+{\delta_1^2}/{\hbar^2}\tau^2}{1+(\Omega^2+{\delta_1^2}/{\hbar^2})\tau^2}, \quad (2)$$

где $\Omega = \mu_b g B/\hbar$, g это g-фактор экситона 0,43, τ – время жизни экситона. Удается подобрать параметры, для которых точно описывается семейство экспериментальных кривых, для энергии возбуждения 1,66 эВ, см. сравнение теории и эксперимента на рис. 1.

На рис. 2 показана зависимость анизотропного обменного расщепления от энергии возбуждения ФЛ, полученная из описания магнитополевых зависимостей соотношениями (1) и (2). На больших энергиях наблюдается малое расщепление уровней оптически активного экситона (δ_1 = 0,68 мкэВ), что близко к расщеплению в чисто непрямозонных КТ (δ_1 = 0,2 мкэВ). С уменьшением энергии возбуждения ФЛ увеличивается степень подмешивания прямых состояний и, как следствие, увеличивается величина расщепления. При приближении к точке Г-Х-пересечения величина расщепления достигает значения δ_1 = 5,27 мкэВ. При этом в прямозонных КТ (In,Al)As/AlAs δ_1 имеет порядок сотен мкэВ [2]. Отметим, что область Г-Х-смешивания занимает диапазон энергий порядка десятка мэВ в районе точки Г-Х-пересечения (1,63 мэВ). Оптические свойства экситонов с ростом подмешивания прямых экситонных состояний к непрямым меняются кардинальным образом – в отсутствие магнитного поля оптическая ориентация экситонов уменьшается от 18 до 3%, выстраивание экситонов при этом восстанавливается от 6 до 53%.

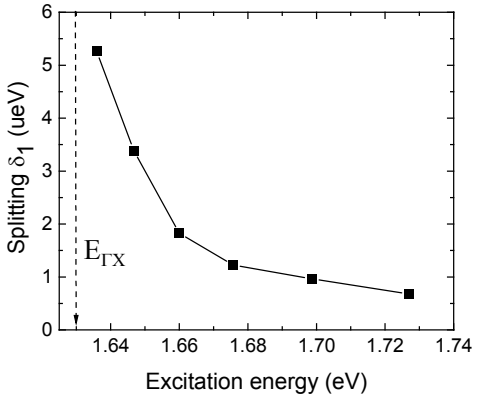


Рис. 2. Зависимость величины анизотропного обменного расщепления состояний экситона от энергии возбуждения ФЛ. Штриховой линией показана энергия Г-Х-пересечения. T = 12 К

Выводы

Свойства КТ (In,Al)As/AlAs изучались при помощи метода поляризованной фотолюминесценции в магнитном поле в геометрии Фарадея в зависимости от размера квантовой точки. Было показано, что подмешивание прямых состояний меняет тонкую структуру непрямых в k-пространстве экситонов, существенно увеличивая анизотропное обменное расщепление экситонных состояний. Подмешивание прямых состояний к непрямым позволяет плавно изменять оптические свойства экситонов – полностью подавлять оптическую ориентацию и в значительной степени восстанавливать выстраивание экситонов.

Финансирование

Работа выполнена при поддержке гранта РНФ № 22-12-00125.

Литература

1. T. S. Shamirzaev, et al. // JETP Lett. 2003. V. 77. P. 389.

2. J. Rautert et al. // Phys. Rev. B. 2019. V. 99. P. 195411.

3. T. S. Shamirzaev, et al. // Phys. Rev. B. 2008. V. 78. P. 085323.

4. R. I. Dzhioev, et al. // Phys. Rev. B. 1997. V. 56. P. 13405.

Динамика волн зарядовой плотности в условиях электрических и механических колебаний

М. В. Никитин*, В. Я. Покровский, Д. А. Кай, С. Г. Зыбцев

Институт радиотехники и электроники им. В. А. Котельникова РАН, ул. Моховая 11/7, Москва, 125009
*nikitin@cplire.ru

Работа посвящена исследованию транспортных свойств нитевидных кристаллов (вискеров) квазиодномерных проводников с волной зарядовой плотности (ВЗП) при воздействии на них механических вибраций. Сопоставление эффектов воздействия электрических и деформационных ВЧ-полей на депиннинг и скольжение ВЗП в квазиодномерном проводнике TaS_3 выявило качественное отличие амплитудных зависимостей величины порогового поля. Данный результат важен для дальнейших исследований механизмов взаимодействия ВЗП с механическими полями, поскольку предлагает простой критерий, позволяющий отличить воздействие таких полей от электрических наводок.

Введение

В ряде квазиодномерных проводников наблюдаются электромеханические эффекты, связанные с взаимным влиянием деформаций ВЗП и решетки кристалла друг на друга. К их числу относятся снижение упругих модулей кристалла при депиннинге ВЗП [1], деформация кристалла под действием деформации ВЗП [2–4], вибрация образцов при скольжении ВЗП [5, 6]. С другой стороны, на динамику ВЗП влияет и периодическая деформация образца: обнаружено, что ВЧ механические колебания образца могут снижать пороговое напряжение V_t и приводить к появлению на ВАХ особенностей, имеющих вид ступенек Шапиро (СШ) [7]. Анализ этих «механических» СШ показал, что они, как и в случае воздействия ВЧ электрического поля, возникают при условии совпадения или близости частот колебаний образца и фундаментальной частоты f_f [7]. При этом совпадение частот синхронизации с собственными частотами колебательных мод образца доказывает, что наблюдаемые СШ не связаны с электрическими наводками.

До сих пор наблюдать СШ, будучи уверенным в их механическом происхождении, удалось только в конфигурации вискера, подвешенного между двумя пьезоактюаторами [7]. Попытки наблюдать синхронизацию ВЗП с механическими колебаниями с помощью других методов столкнулись с проблемой воздействия на образец ВЧ электрического поля: во всех случаях колебания возбуждались с помощью электрического поля той же частоты, и экранировать образец от него было очень сложно. В результате возникла задача научиться отличать воздействие механических ВЧ-полей на динамику ВЗП от электрических.

Недавно появилось несколько теоретических работ, посвященных анализу СШ механического происхождения [8–10]. Авторы [8] пришли к заключению, что амплитудные зависимости электрических и механических СШ, а также V_t, качественно отличаются.

В настоящей работе мы исследуем снижение V_t в зависимости от амплитуд ВЧ-поля и механических колебаний и сопоставляем результат с [8].

Результаты

Измерения проведены на образцах TaS_3, имеющих длину подвешенной части от 500 до 700 мкм, расстояние между нанесенными на его поверхность золотыми контактами было порядка 300 мкм. Ширина образцов составляла порядка 2 мкм, площадь сечения – 0,5–1 мкм^2. Для исследования воздействия динамической деформации образца на ВЗП мы использовали методику, описанную в [7]. Образец подвешивался между двумя пьезоэлектрическим актюаторами, на которые подавалось ВЧ-напряжение V_{act}, частоту которого обозначим f_{act}. Воздействие ВЧ-деформации на вид ВАХ образца было заметно в тех случаях, когда в образце возбуждались колебания на одной из резонансных частот, f_0, т. е. при условии $f_{act} = f_0$.

На рис. 1 приведены зависимости на резонансной частоте, близкой к 1 МГц. Аналогичные результаты получены на резонансных частотах 1,2 и 7 МГц. Последняя относится к возбуждению 2-й гармоники стоячей звуковой волны [11].

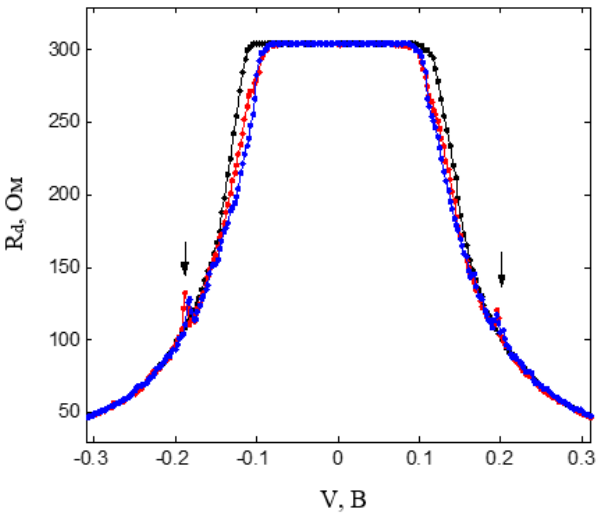


Рис. 1. ВАХ без облучения – черный цвет. ВАХ при приложении к образцу ВЧ-поля 997 кГц, V_{rf} = 125 мВ – синий. ВАХ при подаче на пьезоактюаторы 997 кГц V_{act} = 20 В – красный. Стрелками отмечено положение ступенек Шапиро. T = 120 К

На рис. 1 показаны кривые без ВЧ-воздействий на образец, при возбуждении колебаний на частоте $f_0 \approx 1$ МГц и при приложении V_{rf} на той же частоте. При этом размах V_{act}= 20 В – максимальное напряжение, которое мы подавали на актюаторы, а значение размаха V_{rf} = 125 мВ подобрано так, чтобы приводить к примерно такому же снижению V_t. На кривых $R_d(V_{dc})$ можно увидеть как электрические, так и механические СШ, причем наблюдаются они при близких

значениях постоянного напряжения. Поскольку измерить величины СШ можно лишь очень приблизительно, мы остановились на изучении величины области постоянных напряжений $|V_{dc}| < V_t$, которую можно рассматривать как 0-ю СШ [8, 12].

На рис. 2 показаны зависимости $V_t(V_{act})$, полученные на резонансной частоте ≈1 МГц, и $V_t(V_{rf})$, измеренные на той же частоте. Масштаб по оси V_{rf} подобран так, чтобы максимальному значению V_{act} соответствовало V_{rf}, приводящее примерно к такому же снижению V_t.

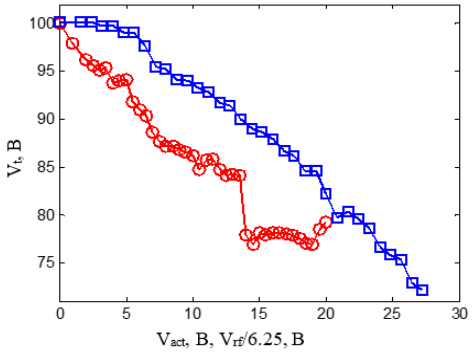


Рис. 2. Зависимости порогового напряжения от напряжения на пьезоактюаторах V_{act} и от ВЧ-напряжения V_{rf}, подаваемого на образец

Основное, что видно из рис. 2, – качественное отличие зависимостей $V_t(V_{act})$ и $V_t(V_{rf})$. На кривой $V_t(V_{rf})$ заметна выпуклость вверх: с ростом V_{rf} спад V_t ускоряется. Такая зависимость характерна для разных соединений с ВЗП и может наблюдаться в наиболее совершенных образцах TaS_3 [12]. Зависимость же $V_t(V_{act})$ близка к линейной, с тенденцией к насыщению спада, т. е. имеет выпуклость вниз. Таким образом, кривые, представленные на рис. 2, качественно отличаются. Именно такое отличие было предсказано в работе [8]. Хотя результат [8] был получен с помощью численного расчета, он имеет и качественное объяснение, основанное на принципиальном отличии воздействия на динамику ВЗП электрических и деформационных ВЧ-полей.

Выводы

Экспериментально установлено качественное различие амплитудных зависимостей порогового поля при подавлении его электрическими и звуковыми колебаниями ВЧ-диапазона. Результат отражает отличие механизмов воздействия электрического и деформационного полей на движение ВЗП. Если электрическое поле напрямую модулирует скорость и направление движения ВЗП, механическое воздействие сводится к модуляции силы (или глубины потенциала) пиннинга и по терминологии [8] является вертикальным, а не тянущим. Хотя нами проанализированы амплитудные зависимости только 0-й СШ, нет сомнений, что аналогичный критерий позволит отличить и другие механические СШ от электрических, при условии, что их величины будут достаточны для количественных оценок.

Данный результат важен для дальнейших исследований механизмов взаимодействия ВЗП с механическими полями, поскольку предлагает простой критерий, позволяющий отличить воздействие таких полей от электрических наводок. Использование этого критерия дает возможность преодолеть серьезное препятствие для дальнейших исследований воздействия акустических волн на динамику ВЗП с использованием, например, пластин с ПАВ или кварцевых резонаторов.

Финансирование

Работа выполнена при поддержке гранта РНФ № 22-19-00783.

Литература

1. J. W. Brill. «Elastic properties of low-dimensional materials» in Handbook of Elastic Properties of Solids, Liquids and Gases, edited by M. Levy, H. E. Bass, and R. R. Stern. V. 2. P. 143–162.

2. S. Hoen, B. Burk, A. Zettl and M. Inui // Phys. Rev. B. 1992. V. 46. P. 1874–1877.

3. V. Ya. Pokrovskii, S. G. Zybtsev and I. G. Gorlova // Phys. Rev. Lett. 2007. V. 98. P. 206404.

4. A. V. Golovnya, V. Ya. Pokrovskii, P. M. Shadrin // Phys. Rev. Lett. 2002. V. 88. P. 246401.

5. В. Я. Покровский, С. Г. Зыбцев, М. В. Никитин, И. Г. Горлова, В. Ф. Насретдинова, С. В. Зайцев-Зотов // УФН. В. 183. С. 33–54.

6. M. V. Nikitin, S. G. Zybtsev and V. Ya. Pokrovskii // Phys. Rev. B. 2012. V. 86. P. 045104.

7. M. V. Nikitin, S. G. Zybtsev, V. Ya. Pokrovskii and B. A. Loginov // Appl. Phys. Lett. 2021. V. 118. P. 223105.

8. Yu Funami and K. Aoyama // Phys. Rev. B. 2023. V. 108. P. 100508.

9. Y. Wei and Y. Lei // Phys. Rev. E. 2022. V. 106. P. 044204.

10. M. Mori and S. Maekawa // Appl. Phys. Lett. 2023. V. 122. P. 042202.

11. М. В. Никитин, В. Я. Покровский, С. Г. Зыбцев, А. В. Фролов // Письма в ЖЭТФ. 2019. Т. 109. С. 54–60.

12. S. G. Zybtsev, S. A. Nikonov, V. Ya. Pokrovskii, V. V. Pavlovskiy and D. Starešinić // Phys. Rev. B. 2020. V. 101. P. 115425.

Аномальный спиновый резонанс в сильно коррелированной электронной системе

Г. А. Николаев[1,*], А. Р. Хисамеева[1], С. А. Андреева[2,1], А. В. Щепетильников[1], И. В. Кукушкин[1]

[1]Институт физики твердого тела РАН, ул. Акад. Осипьяна, 2, Черноголовка, Московская обл., 142432
[2] НИУ «Высшая школа экономики», ул. Мясницкая, 20, Москва, 10100
*nikolaevgk@gmail.com

Мы изучаем происхождение аномального спинового резонанса, обнаруженного в сильно коррелированной двумерной электронной системе. Такой резонанс проявляется вокруг номинально немагнитных факторов заполнения целочисленного Квантового Эффекта Холла и является следствием сильного электрон-электронного взаимодействия. С постепенным увеличением угла наклона между образцом и магнитным полем удалось проследить изменение ключевых характеристик ЭПР по мере приближения системы к ферромагнитному фазовому переходу. В данной работе предпринимается попытка объяснить механизм аномального резонанса, который качественно описывает экспериментальные наблюдения.

При изучении двумерной сильно коррелированной электронной системы гетероперехода ZnO/MgZnO в режиме КЭХ ранее было открыто [1], что последовательное изменение угла наклона магнитного поля к нормали образца индуцирует ферромагнитный фазовый переход вблизи фактора заполнения $\nu = 2$. В данной работе методом возбуждения электронного спинового резонанса (далее ЭПР) изучается изменение спиновых свойств электронной системы, связанное с фазовым переходом. Детектирование ЭПР основано на чрезвычайной чувствительности продольного сопротивления двумерной системы к поглощению микроволнового излучения, так что спиновый резонанс наблюдался как пик в продольном магнитосопротивлении при фиксированной частоте облучения [2]. При нечетных факторах заполнения, как и ожидалось, реализуется ферромагнитное основное состояние: поглощение электромагнитного излучения вызывает резонансный нагрев двумерной электронной системы, что приводит к увеличению сопротивления образца и наблюдению обычного ЭПР. Но на четных факторах заполнения физическая картина сложнее. При нулевом угле наклона основное состояние системы считается парамагнитным, поэтому ЭПР наблюдаться не должен. Тем не менее ЭПР детектируется [3], причем имеет аномальное поведение: электронному спиновому резонансу соответствует падение магнетосопротивления. Этот эффект не наблюдается в электронных системах с малой силой электрон-электронного взаимодействия.

Результаты. В связи с малой амплитудой аномальный ЭПР типично наблюдается в схеме двойного синхронного детектирования. В нашей работе мы добились улучшения соотношения сигнал-шум, так что смогли детектировать спиновый резонанс непосредственно в продольном сопротивлении двумерной системы (рис. 1). Постепенное увеличение угла наклона позволило проследить эволюцию ключевых характеристик ЭПР по мере того, как система непрерывно приближалась к ферромагнитному фазовому переходу, который предсказывается на $\Theta = 44^\circ$.

Выводы. Было обнаружено, что на четных факторах КЭХ при переходе в ферромагнитную фазу спиновый резонанс меняет свое поведение на обычное (Рис. 2). Типично, зависимости амплитуды от температуры и dR_{xx}/dT совпадают в области малых температур. Отклонение, которые видно на $\Theta = 40^\circ$, также выступает свидетельством близости перехода. Тщательное изучение аномального ЭПР в номинально парамагнитной фазе КЭХ позволило детектировать его непосредственно в продольном сопротивлении и сделать попытку объяснить его происхождение.

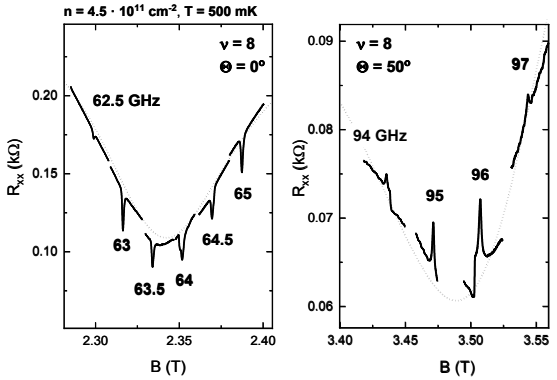


Рис. 1. Пики спинового резонанса вблизи фактора заполнения $\nu = 8$ для $\Theta = 0°$ и $\Theta = 50°$ соответственно

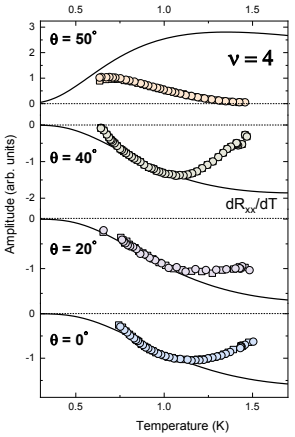


Рис. 2. Температурные зависимости амплитуды ЭПР на факторе заполнения $\nu = 4$ для углов $\Theta = 0, 20, 40°$ (до ферромагнитного перехода) и $\Theta = 50°$ (после). Отрицательные значения амплитуды символизируют аномальный ЭПР. dRxx/dT обозначен сплошной линией и для удобства умножен на –1 на $\Theta = 0, 20, 40°$

Работа выполнена при поддержке гранта РНФ № 20-72-10097.

Литература

1. A. B. Van'kov, B. D. Kaysin and I. V. Kukushkin // Phys. Rev. B. 96, 235401 (2017).

2. D. Stein, K. V. Klitzing, and G. Weimann // Phys. Rev. Lett. 51, 130 (1983).

3. A. V. Shchepetilnikov, A. R. Khisameeva, Yu. A. Nefyodov, and I. V. Kukushkin // Phys. Rev. B. 104, 075437 (2021).

Полупроводники, синтезированные в системе Sn-Eu-S-C при высоком давлении

Е. А. Екимов[1,2], С. Н. Николаев[1,*], А. Г. Иванова[3], В. А. Сидоров[2], А. А. Ширяев[4], И. И. Усманов[1], А. Л. Васильев[3], В. В. Артемов[3], М. В. Кондрин[2], М. А. Чернопицский[1,5], В. С. Кривобок[1,5]

[1]Физический институт им. П. Н. Лебедева РАН, Ленинский пр., 53, Москва, 119991
[2]Институт физики высоких давлений им. Л. Ф. Верещагина РАН, Калужское шоссе, 14, Троицк, Москва, 108840
[3]Институт кристаллографии им. В. В. Шубникова ФИЦ РАН, Ленинский пр., 59, Москва, 119333
[4]Институт физической химии и электрохимии им. А. Ф. Фрумкина РАН, Ленинский пр., 31, корп. 4, Москва, 119071
[5]Московский физико-технический институт, Институтский пер., 9, Долгопрудный, Московская обл., 141701
*nikolaevsn@lebedev.ru

В работе проведен синтез полупроводниковых материалов и алмаза в системе Sn-Eu-S-C при высоком давлении. Получены алмазы с оптически активными SnV-центрами. Обнаружено излучение нового ян-теллеровского центра C_{Sn}, возникающего в дисульфиде олова, легированного углеродом. Показано, что данный центр сохраняет высокую эффективность излучения вплоть до комнатных температур. Синтезирована новая слоистая фаза EuS_2, определена ее структура и группа симметрии ($P2_1/a$), исследованы ее оптические и электрофизические свойства.

В последнее время большое развитие получила область физики полупроводников, связанная с исследованием слоистых материалов. В первую очередь это связано с рядом необычных свойств халькогенидов переходных металлов, которые они приобретают при уменьшении их толщины до одного монослоя. Большой интерес представляет возможность комбинировать различные слоистые материалы в рамках одной гетероструктуры. В связи с этим растет роль синтеза слоистых соединений с новыми свойствами.

Несмотря на серьезный прогресс в эпитаксиальном росте слоистых полупроводников, для фундаментальных исследований top-down методики получения атомарно-тонких полупроводниковых пленок сохраняют свою актуальность. Синтез при высоком давлении (8–9 ГПа) и температуре (~2000 К) (HPHT) обладает рядом преимуществ по сравнению с газофазным синтезом (синтез стехиометричных соединений из расплава, чистота исходных материалов и др.). Кроме того, более высокие коэффициенты растворения редкоземельных элементов в полупроводниках при высоком давлении позволяет надеяться на успешное легирование этими элементами слоистых соединений в процессе HPHT-синтеза. В данной работе исследовались полупроводниковые материалы, которые можно синтезировать при высоких давлениях в системе Sn-Eu-S-C, их оптические и структурные свойства.

Результаты

Была проведена серия ростовых HPHT-процессов с различной комбинацией исходных материалов. В качестве базовой системы использовались элементарные материалы олова и серы. При синтезе SnS_2 в графитовой капсуле было обнаружено, что полученный порошок представляет собой смесь микрокристаллов SnS_2 и алмаза. Данный вывод был подтвержден измерениями спектров комбинационного рассеяния света и рентгеновских кривых качания. Полученный SnS_2 (2H-политип) обладал высокой кристалличностью, его кристаллы оказались подходящими для механического отшелушивания вплоть до атомно тонких пленок.

Рисунок 1 иллюстрирует типичный спектр комбинационного рассеяния света в легированном углеродом микрокристалле SnS_2, записанный при температуре 75 К. В спектре регистрируются два узких пика A_{1g} (310 $см^{-1}$) и E_g (201 $см^{-1}$), соответствующие рассеянию первого порядка в SnS_2. Малая спектральная ширина данных пиков указывает на сравнительно высокое структурное совершенство микрокристалла. Отдельный интерес представляет пик в районе 270 $см^{-1}$, который не может быть приписан центрозонным оптическим фононам SnS_2 [7].

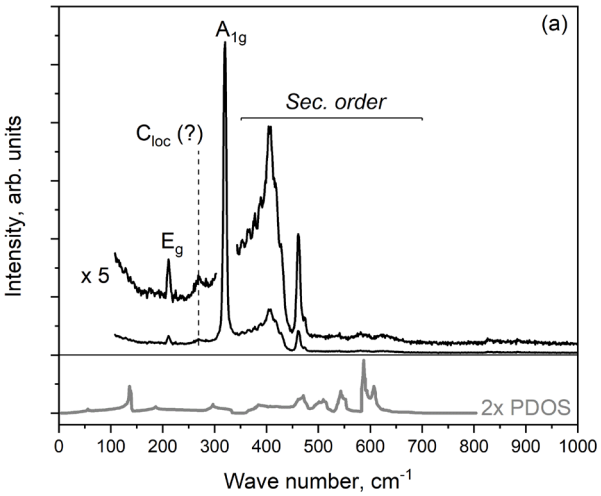


Рис. 1. Спектры КРС кристаллов SnS_2, легированных углеродом, процессы рассеяния второго порядка (Sec. order) демонстрируют с фононной плотностью состояний (PDOS). Температура 75 К, длина волны лазера 532 нм

Были исследованы спектры низкотемпературной фотолюминесценции порошка смеси алмазов и SnS_2, отдельных пленок SnS_2 и очищенного алмазного порошка. Люминесценция алмазов была представлена линиями SnV^- и NV^- вакансионных центров окраски, известными в литературе. Кристаллы SnS_2 демонстрировали интенсивную фотолюминесценцию в ближнем ИК-диапазоне, которая была приписана новой люминесцентной системе. При 5 К эта система характеризуется узкой бесфононной линией с длиной волны 885 нм (1,4 эВ) и сателлитами, структура которой

определяется плотностью фононных состояний SnS_2. Было показано, что это излучение связано с янтеллеровским центром углерода на подрешетке олова [8].

При температурах 5 и 75 К у полосы излучения C_{Sn}-центра прослеживается регулярная структура с периодом 270 см$^{-1}$ (33,6 мэВ) (рис. 2). С ростом температуры интенсивность излучения C_{Sn}-центра падает достаточно слабо (в несколько раз от 5 до 200 К). При температуре выше 200 К происходит перестройка спектра ФЛ.

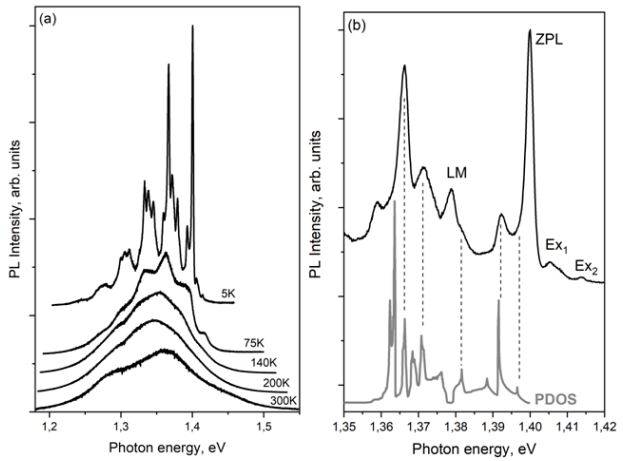


Рис. 2. Спектры излучения C_{Sn}, записанные при различных температурах и нормированные на интегральную интенсивность, (*a*) и тонкая структура излучения C_{Sn} в области бесфононного перехода при температуре 5 К (*b*)

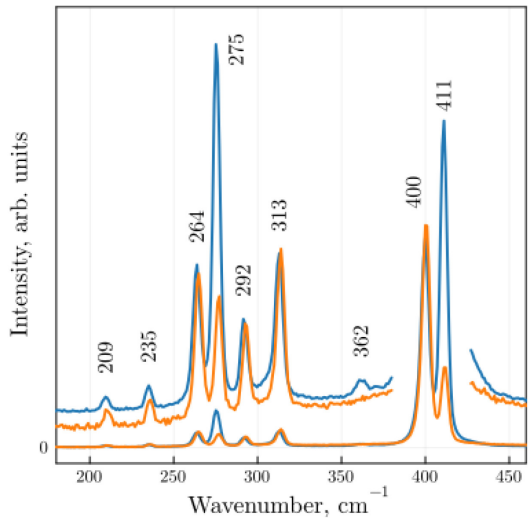


Рис. 3. Спектры КРС двух кристаллов EuS_2 с различной кристаллографической ориентацией по отношению к плоскости поляризации лазера (532 нм) при температуре 80 К

При добавлении Eu в ростовую камеру была получена новая слоистая фаза EuS_2. На основе рентгеновской дифракции на монокристалле была определена его кристаллическая решетка и точечная группа симметрии ($P2_1/a$, #14-1). При исследовании спектров комбинационного рассеяния света (КРС) кристаллов EuS_2, разрешенных по поляризации, была обнаружена анизотропия интенсивности полос с волновыми векторами 400 и 411 см$^{-1}$.

Показано, что это связано с различием представлений A_g и B_g группы симметрии $P2_1/a$ этих фононных мод. Разработан подход определения кристаллографических направлений в EuS_2 на основе поляризационных зависимостей КРС.

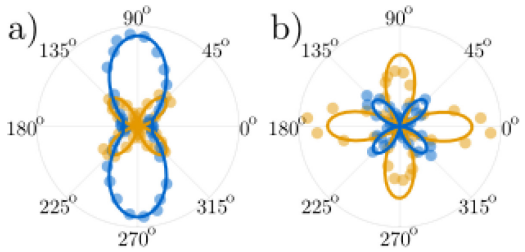


Рис. 4. Угловые зависимости интенсивности КРС-линий 400 и 411 см$^{-1}$. В параллельных (*a*), скрещенных (*b*) поляризаторах

Электрофизические исследования кристаллов EuS_2 показали, что это полупроводник *p*-типа с шириной запрещенной зоны ~0,9 эВ.

Выводы

Таким образом, методом НРНТ в системе Sn-Eu-S-C синтезирован ряд полупроводниковых соединений: алмаз, SnS_2, EuS_2. В широком диапазоне температур исследованы люминесцентные свойства C_{Sn} центра в 2H политипе SnS_2. Показана высокая эффективность излучения C_{Sn} вплоть до комнатной температуры, при температуре > 200 К обнаружены признаки структурной перестройки центра.

Определена кристаллическая структура слоистой фазы EuS_2 и ее точечная группа симметрии ($P2_1/a$, #14-1). Показано, что это соединение является полупроводником p-типа проводимости с шириной запрещенной зоны ~0,9 эВ. Обнаружена зависимость спектров КРС EuS_2 от взаимной ориентации плоскости поляризации и кристаллографических осей кристалла, показано, что это связано с преобразованием фононных мод по A_g и B_g точечной группы симметрии кристалла.

Финансирование

Работа выполнена при поддержке гранта РНФ № 23-22-00444.

Литература

1. J. M. Skelton, et al. Lattice dynamics of the tin sulphides SnS 2, SnS and Sn 2 S 3: vibrational spectra and thermal transport // Physical Chemistry Chemical Physics. 2017. Т. 19, no. 19. P. 12452–12465.

2. V. S. Krivobok, et al. Tin disulfide with bright near-IR luminescence centers obtained at high pressures // Physical Review Materials. 2022. Т. 6, no. 9. P. 094605.

Плазменные колебания в двумерной электронной системе с решеткой металлических затворов

А. В. Никонов[1,2,*], А. А. Заболотных[1], В. А. Волков[1]

[1]Институт радиофизики и электроники им. В. А. Котельникова РАН, ул. Моховая, 11, корп. 7, Москва, 125009
[2]Национальный исследовательский университет «Высшая школа экономики», ул. Мясницкая, 20, Москва, 101000
*avnikonov@edu.hse.ru

В работе теоретически исследованы плазменные колебания в плазмонном кристалле – двумерной (2D) электронной системе, над которой находится периодический массив (решетка) плоских металлических электродов (затворов). 2D-электронная система считалась бесконечной, а затворы имели форму полос. Расстояние между затворами считалось фиксированным и намного превышало расстояние от затворов до электронной системы. Рассмотрен случай полубесконечного плазмонного кристалла с шириной крайнего затвора W_0, отличной от ширины всех остальных затворов W. Показано, что при $W \neq W_0$ в системе существуют плазмоны таммовского типа, локализованные около края плазмонного кристалла и распространяющиеся вдоль затворов. Закон дисперсии для таких мод находится в «запрещенной частотной зоне» бесконечного кристалла. Показано, что фундаментальная мода таммовского плазмона является щелевой.

Введение

Исследования коллективных колебаний носителей заряда – плазмонов или плазменных волн – в двумерных (2D) электронных системах представляет особый интерес в физике конденсированного состояния. Связано это, в первую очередь, с их необычными свойствами, благодаря которым возможно создание приборов (генераторов и детекторов), способных работать в гига- и терагерцевом диапазонах частот. Один из способов возбудить плазменные волны, а также управлять их свойствами – поместить вблизи 2D-электронной системы тонкие металлические электроды (затворы).

Ранее уже проводились исследования системы с одиночным затвором в форме полосы [1–2]. В такой конфигурации возникает плазменная мода, именуемая околозатворной, обладающая необычным корневым законом дисперсии.

В работе рассматривалась бесконечная 2D-электронная система, над которой на расстоянии d находился периодический массив плоских прямоугольных идеально проводящих затворов бесконечной длины и конечной ширины W, с расстоянием между соседними затворами b. Такую систему будем называть плазмонным кристаллом. Основное внимание в работе было уделено случаю полубесконечного плазмонного кристалла с шириной крайнего затвора W_0, в котором волны распространяются вдоль затворов.

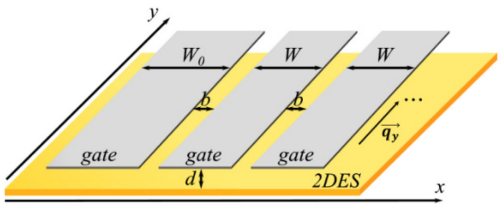


Рис. 1. Схема 2D-электронной системы с массивом затворов, обрывающимся затвором ширины W_0 (полубесконечный плазмонный кристалл)

В рамках квазиклассического подхода, основанного на решении уравнения Пуассона, уравнения непрерывности и использовании закона Ома с проводимостью Друде для 2D-электронной системы изучены плазменные волны, распространяющиеся вдоль затворов с волновым вектором q_y. Расстояние между затворами и 2D-электронной системой мало по сравнению с длиной волны, шириной затворов (как крайнего, так и всех остальных) и расстоянием между соседними затворами. Считалось, что волны в неэкранированной части системы не возбуждаются, так как их частоты при том же значении q_y значительно выше, чем для плазмонов под затворами.

Результаты

В рассматриваемой системе из-за обрыва плазмонного кристалла возникает новая мода, локализованная на краю кристалла – мода таммовского плазмона.

В длинноволновом приближении $q_y W \ll 1$ получено аналитическое выражение для дисперсии таммовского плазмона, а также была посчитана ширина частотной щели в спектре волны. Оказалось, что фундаментальная мода лежит ниже по частоте (в «запрещенной частотной зоне»), чем плазмоны в бесконечном плазмонном кристалле. В предельном случае $b \gg W$ щель таммовского плазмона стремится к нулю, и мода становится околозатворной [1], «локализованной» на крайнем затворе.

При реалистичных параметрах, а именно $W_0 \gtrsim W$ и $b \lesssim W$, ширина щели становится конечной, а фундаментальная мода «отщепляется» от спектра плазмонов в бесконечном кристалле по линейному закону, (рис. 2).

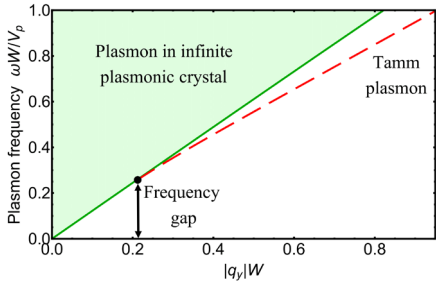


Рис. 2. Спектр 2D-плазмонов в полубесконечном плазмонном кристалле

В коротковолновом пределе $q_y W \gg 1$ спектр становится линейным с коэффициентом пропорциональности, равным скорости плазмонов в бесконечной экранированной 2D-системы [3], $V_p = \sqrt{\frac{4\pi n_s e^2 d}{\kappa m}}$, где

n_s – двумерная плотность электронов, m – эффективная масса электрона, κ – диэлектрическая проницаемость окружающей среды.

Помимо фундаментальной таммовской моды существуют другие моды, локализованные вблизи края плазмонного кристалла. Эти высокочастотные моды могут лежат как в нижней (первой) запрещенной частотной зоне, так и в более высоких запрещенных зонах. Отметим, что спектр последних может не касаться спектра плазмонов бесконечного кристалла и полностью находиться в запрещенной зоне.

Выводы

В полубесконечном плазмонном кристалле найдена новая плазменная мода, локализованная на краю кристалла. В спектре этой моды, называемой таммовским плазмоном, существует щель, ширина которой была найдена аналитически при разумных приближениях.

Финансирование

Работа выполнена в рамках государственного задания ИРЭ им. В. А. Котельникова РАН.

Литература

1. A. A. Zabolotnykh and V. A. Volkov // Phys. Rev. B. 2019. V. 99. P. 165304.
2. V. M. Muravev, P. A. Gusikhin, A. M. Zarezin, I. V. Andreev, S. I. Gubarev, I. V. Kukushkin // Phys. Rev. B. 2019. V. 99. P. 24.
3. А. В. Чаплик // ЖЭТФ. 1972. Т. 62. С. 726.

Дробовой шум в геликоидальных краевых состояниях

Р. А. Ниязов[1,2,*], И. В. Крайнов[2], Д. Н. Аристов[1,2], В. Ю. Качоровский[2]

[1]НИЦ «Курчатовский Институт» ПИЯФ, мкр. Орлова роща, 1, Гатчина, Ленинградская обл., 188300
[2]Физико-технический институт им. А. Ф. Иоффе, Политехническая ул., 26, Санкт-Петербург, 194021
*r.niyazov@mail.ioffe.ru

Вычислен фактор Фано, F, дробового шума тока через краевые состояния двумерного топологического изолятора с контактами общего вида. Магнитный статический дефект сильно меняет *F*. Для металлических контактов, по мере увеличения силы дефекта фактор Фано растет от значения *F* = 0, достигает максимума и далее падает, обращаясь опять в ноль в пределе очень сильного дефекта. Для туннельных контактов в пределе инфинитезимально слабой туннельной связи, фактор Фано нечувствителен к силе дефекта: *F*→1/2. При слабой, но конечной силе туннельной связи *F* демонстрирует периодическую серию острых пиков малой амплитуды при изменении магнитного потока через образец, которые при дальнейшем увеличении силы туннельной связи переходят в гармонические осцилляции Ааронова – Бома.

Введение

Одной из горячих тем, активно обсуждаемых в последнее десятилетие, являются электрические и оптические свойства топологических изоляторов (ТИ), т. е. материалов, которые являются изоляторами в объеме, но имеют проводящие состояния на границе. В частности, в двумерных (2D) топологических изоляторах нетривиальная топология объемных зон приводит к появлению геликоидальных одномерных (1D) состояний, которые переносят ток по краям образца без диссипации. Распространение электронов в таких 1D-каналах характеризуется определенной киральностью, т. е. электроны с противоположными спинами распространяются в противоположных направлениях. Замечательным следствием этого является запрет рассеяния на немагнитных примесях, и именно благодаря этому свойству в таких каналах отсутствует диссипация.

Если присоединить к краю 2D ТИ два немагнитных контакта и сдвинуть (например, с помощью затвора) уровень Ферми в запрещенную зону, то кондактанс такого прибора будет полностью определяться свойствами краевых состояний. Поскольку границу образца можно обойти в двух направлениях, то такая система является интерферометром. Соответственно, как средний ток, так и его шум зависят от интерференционных эффектов и, как следствие, наблюдаемыми величинами в таких системах можно управлять за счет эффекта Ааронова – Бома (АБ): они периодическим образом зависят от магнитного потока, пронизывающего область, охваченную электронными состояниями.

Обычно интерференция затухает, когда T становится больше расстояния Δ между уровнями в системе. Как было недавно показано теоретически [1], для интерферометров АБ (рис. 1) на основе геликоидальных краевых состояний (ГКС) это не так, и интерференция сохраняется даже для случая $T \gg \Delta$. Для типичной скорости Ферми порядка 10^7 см/с и типичных размеров системы (>1 микрона) величина Δ не превышает нескольких градусов Кельвина. Это означает, что интерференционные эффекты в системах на основе ГКС могут быть изучены при относительно высоких температурах, актуальных для различных приложений.

Недавно мы обсуждали кондактанс геликоидальных интерферометров АБ [1] и свойства туннельной цепочки геликоидальных колец АБ [2]. Здесь мы обсудим еще одну наблюдаемую величину – дробовой шум тока. Она связан с флуктуациями тока.

Для одного бесспинового квантового канала интенсивность дробового шума пропорциональна произведению коэффициента прохождения T и коэффициента отражения $R = 1 - T$ рассеивателя: $S(\omega = 0) \propto \propto T(1 - T)$. Удобной мерой дробового шума является фактор Фано (ФФ), $F = S(\omega = 0)/2eI$, где I – ток в канале.

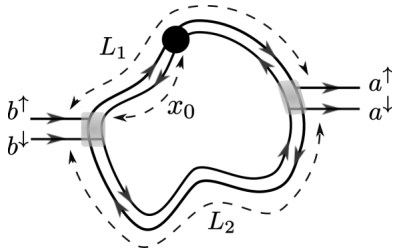


Рис. 1. Геликоидальный интерферометр Ааронова – Бома. Черная точка обозначает магнитный дефект. Области контактов выделены серым цветом

В данной работе мы изучаем ФФ дробового шума для тока, протекающего через краевые состояния топологического изолятора, к которому присоединены два одинаковых контакта, которые могут быть металлическими или туннельными. К контактам приложено фиксированное напряжение V. Мы рассмотрим наиболее интересный и легко реализуемый в эксперименте случай: $\Delta \ll T \ll eV$.

Предполагается, что на краю системы имеется статический магнитный дефект (МД). Цель работы – вычислить $F(t, \theta, \phi)$, где θ описывает силу рассеяния на магнитном дефекте ($\theta = 0$ – отсутствие дефекта, $\theta = \pi/2$ – сильный, идеально отражающий, дефект), t – амплитуда отражения контактов ($t = 1$ – туннелирование в кольцо отсутствует, $t = 0$ – туннелирование идеальное), а ϕ – магнитный поток через образец.

Результаты

Начнем обсуждение с предельных случаев.

1. ГКС без МД. Поскольку спин сохраняется, а разные спины описываются ортогональными спинорами, то интерференционные эффекты в этом случае отсутствуют. Усредняя по энергии, мы находим, что ФФ не зависит от магнитного потока.

2. Металлические контакты ($t = 0$) и сильный МД. Тогда электрон проходит ГКС только от контакта до контакта, а намотки отсутствуют. Если на этом отрезке присутствует сильный МД, $\theta = \pi/2$, то электрон отражается от него и не может пройти к следующему контакту. Поэтому дробовой шум равен нулю, прохождение электронов со спином «вверх» полностью заблокировано, а спин «вниз» беспрепятственно проходит через край образца. Таким образом, 2D ТИ с металлическими контактами, имеющий на краю сильный МД, является бесшумовым идеальным спиновым фильтром.

3. Для случая произвольной силы связи с контактом, $0 < t < 1$, и сильного МД, $\theta = \pi/2$, в знаменателе магнитный поток отсутствует. В этом случае ФФ после усреднения в температурной полоске по-прежнему не зависит от магнитного потока.

4. Рассмотрим теперь металлический контакт с $t = 0$ и предположим, что МД имеет произвольную силу, $0 < \theta < \pi/2$. В этом случае спины полностью разделяются, а намотки невозможны. С увеличением θ от нуля F увеличивается, достигает максимума, а затем спадает и опять обращается в ноль для случая сильного дефекта. Таким образом, существует оптимальное значение силы МД, которое дает максимальное значение фактора Фано, $F_{\max} \approx 0{,}17$.

Обсуждаемые случаи являются границами на трехмерном графике зависимости F от t и θ на рис. 2.

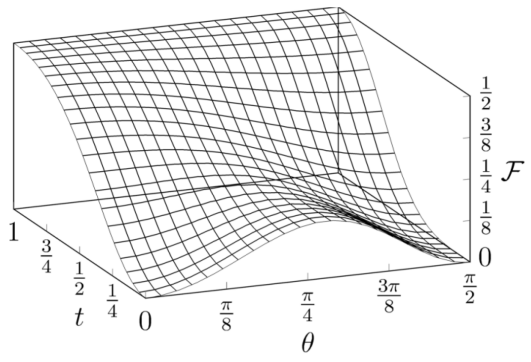


Рис. 2. Зависимость фактора Фано от прозрачности контакта и силы рассеяния на магнитном дефекте

В общем случае фактор Фано показывает слабые осцилляции, зависящие от магнитного потока для внешнего почти металлического контакта. Однако для туннельного контакта при слабом магнитном дефекте появляется резкая резонансная зависимость от магнитного потока при целых и полуцелых значениях в единицах кванта магнитного потока.

Кроме того, для выявления особенностей геликоидального интерферометра был вычислен ФФ для обычного одноканального бесспинового интерферометра. Сравнивались зависимости ФФ от коэффициента прохождения (пропорциональных кондактансу) этих систем без дефектов. Без внешнего магнитного поля они совпадают. Однако при ненулевом магнитном поле они отличаются, так как в обычном интерферометре возникает зависимость от потока даже без дефектов.

Выводы

Важные качественные выводы и предсказания для возможных экспериментов можно сделать, анализируя рис. 2. Видно, что для металлического контакта введение магнитного дефекта существенно увеличивает шум, а для туннельных контактов с очень малой связью зависимость от силы дефекта слабая и, более того, имеет другой знак, т. е. магнитный дефект слегка уменьшает фактор Фано.

Нами получено выражение для фактора Фано в двухтерминальной геометрии для тока, протекающего по краю 2D-топологического изолятора с магнитным дефектом. Проведен анализ полученного выражения в разных предельных случаях в зависимости от силы рассеяния на магнитном дефекте и прозрачности контактов. Также изучена зависимость F от магнитного поля.

Финансирование

Работа выполнена при финансовой поддержке гранта РНФ № 20-12-00147-П.

Литература

1. R. A. Niyazov, D. N. Aristov, and V. Y. Kachorovskii // Phys. Rev. B. 2018. V. 98. P. 045418; Comput. Mater. 2020. V. 6; Phys. Rev. B. 2021. V. 103. P. 125428; JETP Lett. 2021. V. 113. P. 689.

2. R. A. Niyazov, D. N. Aristov, and V. Y. Kachorovskii // Phys. Rev. B. 2023. V. 108. P. 075424; JETP Lett. 2023. V. 118. P. 376.

Проволочные терагерцовые квантовые каскадные лазеры с адиабатическим сужением волновода

Е. Е. Орлова

Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, 7, д. Афонино, Кстовский р-н, Нижегородская обл., 603087
orlova@ipmras.ru

В работе предложен способ получения направленного излучения от проволочных терагерцовых квантовых каскадных лазеров с двойным металлическим волноводом при адиабатическом изменении продольной фазовой скорости в сужающемся волноводе. Узкая часть волновода с фазовой скоростью, близкой к скорости света, в свободном пространстве производит направленное излучение вследствие конструктивной интерференции излучения от продольного распределения источников. Для селекции поперечных мод, производящих направленное излучение, мы предлагаем использовать вариацию коэффициента оптического ограничения лазерных мод путем изменения пространственной конфигурации активной среды при частичной металлизации контактных плоскостей лазерного волновода. В работе проведены расчеты распределения поля, дисперсии мод и коэффициента модового ограничения в таких волноводах и определены параметры дизайна лазерного волновода для производства направленного излучения.

Введение

Проволочная геометрия волноводов с субволновыми поперечными размерами и продольными размерами много больше длины волны широко используется для терагерцовых квантовых каскадных лазеров (ТГц ККЛ). Основной проблемой, сдерживающей использование проволочных терагерцовых квантовых каскадных лазеров, является большая расходимость их излучения, связанная с субволновыми поперечными размерами волновода, и неоднородный фазовый фронт [1, 2]. Периодическая дифракционная решетка вдоль продольной оси волновода проволочного лазера может собирать излучение моды лазера в узкий пучок вдоль его продольной оси [3–5]. Трудности при реализации таких лазеров связаны с резкой частотной зависимостью радиационных потерь, которая может приводить к генерации паразитных ненаправленных мод. В настоящей работе мы предлагаем альтернативный способ получения направленного излучения от проволочных лазеров с адиабатическим изменением продольной фазовой скорости в сужающемся волноводе. Узкая часть волновода с фазовой скоростью, близкой к скорости света, в свободном пространстве производит направленное излучение вследствие конструктивной интерференции излучения от продольного распределения источников. Преимуществом этого подхода является слабая частотная зависимость радиационных потерь и возможность использовать его для лазеров, работающих в многомодовом режиме, важном для многих приложений, в частности, для генерации коротких импульсов. Однако в таких лазерах могут возникать проблемы с конкуренцией поперечных мод. Для селекции поперечных мод мы предлагаем использовать вариацию модового коэффициента усиления путем изменения пространственной конфигурации активной среды при частичной металлизации контактной плоскости лазерного волновода.

Результаты

В этой работе мы рассматриваем терагерцовые квантовые каскадные лазеры с двойным металлическим волноводом, состоящие из полупроводниковой структуры, заключенной между плоскими металлическими обкладками [6]. Для расчета структуры излучения использовался подход теории антенн, основанный на разделении расчета поля моды внутри волновода, и дальнего поля. Расчет дальнего поля сделан с помощью метода эквивалентных источников в объеме лазерного волновода, который позволяет учесть влияние интерференции продольного распределения источников [1]. Расчет структуры поля вблизи волновода, оптического ограничения и дисперсии мод проводился с помощью метода Макартили и пакета для численных расчетов COMSOL.

Показано, что от узкой части волновода может быть получено направленное излучение вдоль продольной оси лазера при условии $n_{eff} - 1 < 1/2$, где n_{eff} – эффективный показатель преломления моды. При этом длина антенны должна удовлетворять требованию $L < 0{,}6\,\lambda/(n_{eff} - 1)$. При этих условиях радиационные потери линейно зависят от длины антенны. Максимальный коэффициент направленного действия КНД $= 13\,\pi L/\lambda$ реализуется при $L = 0{,}46\,\lambda/(n_{eff} - 1)$, при этом полуширина пучка на уровне половины интенсивности поля составляет $\theta = \sqrt{0{,}5\,\lambda/L}$.

Согласно расчетам дисперсии мод в двойных металлических волноводах (рис. 1), условия направленного излучения с длиной волны 75 мкм выполняются, в частности, для основной моды TM_{00} при ширине волновода меньше 1,4 мкм, и для моды TM_{01} для волновода от 12 до 15 мкм.

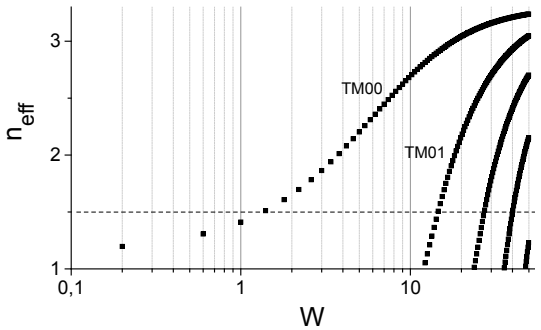


Рис. 1. Зависимость эффективного коэффициента преломления для мод двойного металлического волновода с длиной волны 75 мкм от ширины волновода (в мкм)

Поскольку направленное излучение дает только узкая часть волновода, важным фактором, который влияет на направленность таких лазеров, является

зависимость мощности излучения от ширины волновода. Эту зависимость мы исследуем с помощью подхода, основанного на использовании эквивалентных токов в объеме резонатора, который позволяет выделить продольный (P_L) и поперечный (P_T) факторы в мощности радиационных потерь. Мы показываем, что из-за сильной локализации основной моды в субволновом диэлектрическом волноводе с металлическими контактами и относительно медленного уменьшения эффективного коэффициента преломления, который только в пределе нулевой ширины волновода приближается к единице, рост продольного фактора с уменьшением ширины волновода оказывается более медленным, чем квадратичное падение поперечного фактора (рис. 2). В результате сужение волновода не приводит к существенному изменению радиационных потерь и улучшению структуры излучения моды TM_{00}.

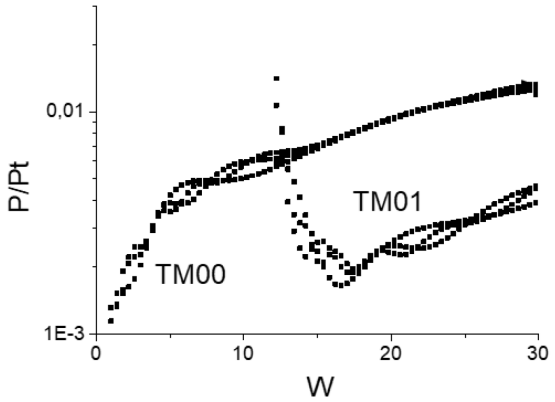


Рис. 2. Зависимость мощности излучения с длиной волны 75 мкм, нормированной на мощность моды, распространяющуюся вдоль волновода, для мод TM_{00} и TM_{01} двойного металлического волновода от ширины волновода (мкм), для длины волновода в 1, 2 и 3 длины волны

В то же время синхронизация высших мод, в частности, моды TM_{01} с модами свободного пространства возможна при конечной ширине волновода, при приближении к которой происходит резкий рост продольного фактора и увеличение мощности излучения, что позволяет сконцентрировать в пучок существенную долю излучения лазера. Следует отметить, что в силу нечетного распределения поля моды TM_{01} для нее характерно наличие минимума интенсивности излучения в центре пучка. Для селекции этой моды мы предлагаем использовать модификацию пространственного распределения активной среды путем частичной металлизации поверхности волновода (рис. 3). Расчет структуры поля в таких волноводах показал возможность изменения коэффициента оптического ограничения Γ основной моды на несколько процентов при малом изменении коэффициента оптического ограничения моды TM_{01}, что достаточно для ее селекции на фоне возрастания потерь, связанных с применением излучающей антенны.

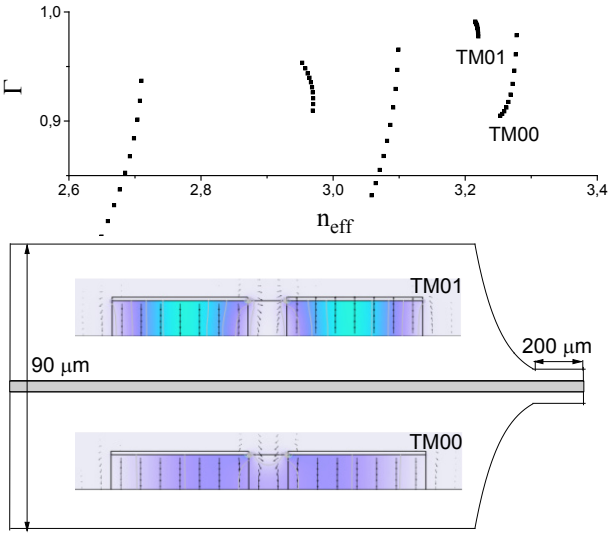


Рис. 3. Вверху: коэффициенты оптического ограничения как функция эффективного коэффициента преломления мод с длиной волны 75 мкм в двойном металлическом волноводе с толщиной 10 мкм, шириной 90 мкм, и с центральной полосой без металлизации с шириной в диапазоне 1–10 мкм с шагом 1 мкм. Внизу: дизайн волновода с сужающейся шириной для повышения направленности излучения, с полосой без металлизации в центре для селекции моды TM_{01}; вставки: поперечное распределение поля мод TM_{01} и TM_{00} в таком волноводе

Выводы

Предложен подход для получения направленного излучения проволочных терагерцовых квантовых каскадных лазерах с сужающимся волноводом. Для определения оптимальной ширины и длины излучающей части волновода и геометрии металлизации основной части волновода для подавления нежелательных мод были проведены расчеты поперечной структуры, оптического ограничения и дисперсии мод в таких волноводах, и сделан анализ зависимости мощности излучения от ширины волновода.

Финансирование

Работа выполнена при финансовой поддержке гранта РНФ № 23-19-00436, https://rscf.ru/project/23-19-00436/)

Литература

1. E. E. Orlova, J. N. Hovenier, T. O. Klaassen, et al. // Phys. Rev. Lett. 2006. V. 96. P. 173904.
2. L. Gao, C. Feng, X. Zhao // Nanotechnology Reviews. 2023. V. 12. Art. 20230115.
3. M. I. Amanti, M. Fischer, G. Scalari, et al. // Nature Photon. 2010. V. 3. P. 586.
4. T.-Y. Kao, Q. Hu, J. L. Reno // Optics Letters. 2012. V. 37. P. 2070.
5. A. Khalatpour, J. L. Reno, N. P. Kherani, Q. Hu // Nature Photon. 2017. V. 11. P. 555–559.
6. B. S. Willliams // Nature Photon. 2007. V. 1. P. 517.

Связь топологических свойств и ферроэлектрической поляризации в топологическом полуметалле GeTe

Н. Н. Орлова*, Н. Н. Колесников, А. В. Тимонина, Э. В. Девятов

Институт физики твердого тела им. Ю. А. Осипьяна РАН, ул. Акад. Осипьяна, 2, Черноголовка, 142432
*honna@issp.ac.ru

В работе продемонстрировано взаимное влияние ферроэлектрической поляризации на величину константы расщепления Рашбы и кривизну Берри в топологическом полуметалле GeTe. Зависимость константы Рашбы от ферроэлектрической поляризации наблюдалась в емкостном отклике как симметричное нелинейное падение емкости в поле затвора с наличием гистерезиса при смене направления развертки. Проявление влияния ферроэлектрической поляризации на кривизну Берри наблюдалось в изменении квадратичного сигнала нелинейного эффекта Холла в нулевом магнитном поле при увеличении электрического поля затвора.

Введение

Среди новых топологических материалов с наличием спин-поляризованных поверхностных состояний топологический полуметалл GeTe отличается наличием одновременно гигантского (рекордно большого) спин-орбитального взаимодействия и заметной ферроэлектрической поляризации в объеме образца, что позволяет рассматривать GeTe как представителя нового класса топологических материалов – топологического рашба-ферроэлектрика [1]. Основной теоретический и экспериментальный интерес к таким системам связан со взаимным влиянием ферроэлектрической поляризации и топологических свойств [2, 3].

Результаты

В данной работе мы впервые применили методику емкостной спектроскопии к изучению отклика поверхности GeTe на внешнее электрическое поле показали, что концентрация носителей не зависит от затворного напряжения в толстом флейке трехмерного полуметалла. В то же время мы обнаружили заметное падение емкостного отклика при приложении постоянного электрического поля затвора, симметричное по знаку приложенного поля. Кроме того, в области малых затворных напряжений наблюдался заметный гистерезис в емкостном отклике в зависимости от знака развертки затворного напряжения.

Анализ емкостного отклика позволяет исключить эффекты перезарядки и связать поведение емкости образца с изменением плотности состояний в силу теоретически предсказанной зависимости константы Рашбы от знака и величины ферроэлектрической поляризации в GeTe, что подтверждается численными оценками. Эффект переключения ферроэлектрической поляризации при смене полярности затворного напряжения дал нам возможность экспериментально реализовать режим динамической отрицательной емкости.

Другой экспериментальной демонстрацией связи топологических свойств и ферроэлектрической поляризации в GeTe является зависимость сигнала нелинейного эффекта Холла от затворного напряжения. В нулевом магнитном поле мы наблюдали характерную квадратичную зависимость поперечного холловского напряжения на второй гармонике. При этом была показана возможность управления величиной сигнала нелинейного эффекта Холла в образце приложением затворного напряжения в условиях постоянства концентрации носителей в толстом флейке трехмерного полуметалла. Поскольку сигнал нелинейного эффекта Холла напрямую отражает наличие кривизны Берри в образце, мы продемонстрировали возможность управления кривизной Берри при изменении ферроэлектрической поляризации.

Выводы

Для топологического полуметалла GeTe продемонстрировано взаимное влияние ферроэлектрической поляризации на величину константы расщепления Рашбы, что наблюдается в емкостном отклике как симметричное нелинейное падение емкости в поле затвора с наличием гистерезиса при смене направления развертки. Кроме того, показана возможность управления кривизной Берри при изменении ферроэлектрической поляризации как изменение квадратичного сигнала нелинейного эффекта Холла в нулевом магнитном поле при увеличении электрического поля затвора.

Финансирование

Работа выполнена при поддержке гранта РНФ № 23-22-00142.

Литература

1. S. Picozzi // Front. Phys. 2014. V. 2, no. 10. P. 1–5.

2. G. Kremer, T. Jaouen, B. Salzmann, et al. // Physical Review Research. 2020. V. 2. P. 033115.

3. S. Varotto, L. Nessi, S. Cecchi, et al. // Nature Electronics. 2021. V. 4. P. 740–747.

Влияние температуры роста на фотолюминесцентные свойства слоев GaN-on-Si и GaN-on-SiC

И. В. Осинных[1,2,*], Т. В. Малин[1], Д. С. Милахин[1,3], К. С. Журавлев[1]

[1]Институт физики полупроводников им. А. В. Ржанова СО РАН, пр. Акад. Лаврентьева, 13, Новосибирск, 630090
[2]Новосибирский государственный университет, ул. Пирогова, 2, Новосибирск, 630090
[3]Новосибирский государственный технический университет, пр. Карла Маркса, 20, Новосибирск, 630073
*igor-osinnykh@isp.nsc.ru

В данной работе проведены результаты исследования двух серий слоев GaN на подложках Si(111) и SiC, выращенных методом аммиачной МЛЭ в диапазоне температур 750–850 °C методами стационарной и время-разрешенной фотолюминесценции. Показано, что слои GaN, выращенные при температуре роста около 770 °C характеризуются самой высокой концентрацией дефектов, повышение температуры роста приводит к снижению концентрации дефектов.

Введение

На рынке мощной сверхвысокочастотной (СВЧ) электроники в последние годы растет доля транзисторов с высокой подвижностью электронов (HEMT) на основе гетероструктур AlGaN/GaN, которые вытесняют аналогичные приборы, созданные на основе Si и GaAs [1]. Из-за недоступности родных подложек III-нитриды выращивают на подложках сапфира (Al_2O_3), кремния (Si) и карбида кремния (SiC). Основным преимуществом гетероструктур на основе нитридов является большая ширина запрещенной зоны E_g (E_g = 3,43 эВ для GaN и E_g = 6,2 эВ для AlN против E_g = 1,1 эВ у Si и E_g = 1,4 эВ у GaAs), одним из важных следствий этого являются высокие значения спонтанной и пьезоэлектрической поляризации в гетероструктурах AlGaN/GaN, приводящие к высокой концентрации двумерного электронного газа (2DEG) возле гетерограницы $n_e > 10^{13}$ см$^{-2}$. Высокая плотность носителей заряда в HEMT обеспечивает большие плотности тока, что в сочетании с высоким напряжением пробоя и высокой теплопроводностью позволяет достичь высокой плотности мощности. Для высоких напряжений пробоя в HEMT важно получение высокого сопротивления буферного слоя GaN. Однако фоновые примеси из остаточной атмосферы ростовой камеры могут неконтролируемо встраиваться в GaN в процессе роста, основной из них является кислород, который приводит к *n*-типу проводимости буферного слоя. Управление содержанием фоновых примесей путем изменения ростовых условий, в частности температуры роста, – способ получения высокоомных слоев GaN, лишенный риска ухудшения характеристик HEMT. В данной работе исследовано влияние температуры роста на фотолюминесценцию (ФЛ) двух серий слоев GaN на подложках Si(111) и SiC, выращенных методом аммиачной МЛЭ на установке Compact-21N в диапазоне температур 750–850 °C. Для возможности исследования электрофизических свойств слои GaN-on-SiC были легированы Si.

Исследуемые образцы первой серии гетероструктур GaN-on-Si были выращены на двухдюймовых высокоомных пластинах Si(111), после процесса нитридизации растился зародышевый слой AlN толщиной 50 нм, за которым следовал буферный слой, состоящий из AlN толщиной 160 нм, $Al_{0,6}Ga_{0,4}N$ толщиной 160 нм и $Al_{0,3}Ga_{0,7}N$ толщиной 160 нм, на заключительном этапе роста слои GaN толщиной 1000 нм выращивались при выбранных температурах (775 °C, 800 °C и 825 °C). Исследуемые образцы второй серии гетероструктур GaN-on-SiC были выращены на двухдюймовых высокоомных пластинах SiC, после процесса нитридизации растился зародышевый слой AlN толщиной 40 нм, за которым следовал буферный слой AlN толщиной 180 нм, на заключительном этапе выращивался нелегированный слой GaN толщиной 500 нм и легированный слой GaN:Si толщиной 1000 нм при температурах, близких к температурам роста первой серии (770 °C, 800 °C и 820 °C). Концентрация и подвижность электронов в GaN:Si была измерена с помощью эффекта Холла. Для возбуждения ФЛ при комнатной температуре использовались He-Cd лазер (λ_{las} = 325 нм) для стационарной ФЛ и азотный лазер для нестационарной ФЛ (λ_{las} = 337 нм) с длиной импульсов 7 нс и частотой повторений 1 кГц. Для разложения излучения ФЛ в спектр использовался двойной дифракционный монохроматор СДЛ-1. Регистрация ФЛ осуществлялась охлаждаемым фотоэлектронным умножителем ФЭУ-79, работающим в режиме счета одиночных фотонов. Для измерения кривых затухания ФЛ использовался метод время-коррелированного счета фотонов в диапазоне времен задержки 0–100 мкс, использовался старт-стопный метод регистрации, основанный на накоплении в памяти управляющей ЭВМ гистограммы времен задержки появления однофотонных импульсов ФЭУ после импульса возбуждения.

Результаты

Рисунок 1 демонстрирует спектры ФЛ гетероструктур обеих серий. В измеренных спектрах ФЛ всех слоев GaN доминируют две полосы: полоса краевой ФЛ в ультрафиолетовом спектральном диапазоне (UV) с положением максимума интенсивности около 3,4 эВ и желтая полоса (Yellow), обусловленная дефектами (предположительно примеси замещения углерода на месте азота) с положением максимума интенсивности около 2,2 эВ. Интенсивности обеих полос ФЛ выше в спектрах GaN-on-SiC из-за легирования. Считается, что обусловленные дефектами полосы ФЛ дают информацию о дефектах кристаллов, поскольку отношение интенсивностей этих полос к интенсивности краевой полосы в спектре ФЛ GaN может быть пропорционально концентрации дефектов и тем самым служить критерием кристаллического совершенства слоя GaN. Однако интенсивность краевой фотолюминесценции при фиксированной

температуре и мощности возбуждения зависит от концентраций и сечений захвата не только центров излучательной, но и различных центров безызлучательной рекомбинации, и их зарядовых состояний, определяемых положением уровня Ферми [2]. Слои GaN, выращенные при повышенной температуре роста (около 820–825 °C) как на Si, так и на SiC, характеризуются минимальным отношением интегральных интенсивностей Yellow/UV полос ФЛ, в то время как слои GaN, выращенные при пониженной температуре роста (около 770–775 °C) характеризуются максимальным отношением Yellow/UV полос ФЛ. Таким образом, при температуре роста около 820 °C концентрации безызлучательных дефектов GaN наименьшие, а при температуре роста около 770 °C – наибольшие. В табл. 1 приведены отношения Yellow/UV для слоев GaN обеих серий и также концентрации (n) и подвижности μ() электронов в слоях GaN слоев GaN-on-Si и GaN-on-SiC. Наименьшие значения n и μ получены для слоя GaN при температуре роста около 770 °C, что объясняется высокой концентрацией дефектов. Наибольшие значения n и μ получены для слоя GaN при температуре роста около 800 °C, который характеризуется максимальным значением интегральной интенсивности краевой полосы ФЛ, но также и желтой полосы ФЛ, вследствие чего отношение Yellow/UV для него не самое низкое.

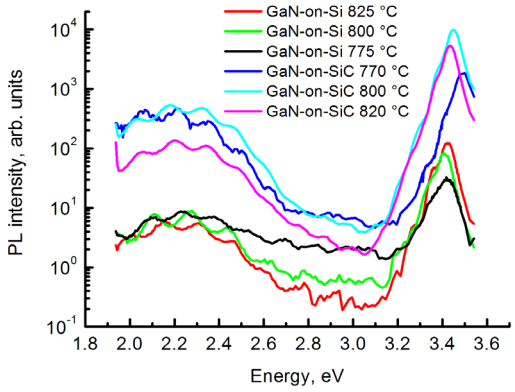


Рис. 1. Спектры фотолюминесценции слоев GaN-on-Si и GaN-on-SiC

Таблица 1. Значения концентрации (n) и подвижности (μ) электронов в слоях GaN-on-SiC, а также соотношение интегральной интенсивности желтой и краевой полос ФЛ (Yellow/UV) слоев GaN-on-Si и GaN-on-SiC

Структура	n, см$^{-3}$	μ, см^2/В·с	Yellow/UV
GaN-on-SiC 770 °C	$3{,}1\times10^{17}$	18	1,07
GaN-on-SiC 800 °C	$6{,}3\times10^{17}$	255	0,28
GaN-on-SiC 820 °C	$3{,}4\times10^{17}$	221	0,14
GaN-on-Si 775 °C	-	-	0,97
GaN-on-Si 800 °C	-	-	0,39
GaN-on-Si 825 °C	-	-	0,2

На рис. 2 приведены кривые затухания желтой полосы PL после импульсного возбуждения, измеренные при комнатной температуре при энергии регистрации 2,175 эВ, близкой к положению максимума интенсивности желтой полосы PL. Интенсивный пик в диапазоне времен 0,12–0,2 мкс соответствует приходу лазерного импульса, таким образом, за начало отсчета времени затухания следует принимать t_0 = = 0,2 мкс. Желтая полоса ФЛ всех слоев GaN неэкспоненциально затухает на протяжении более 100 мкс, что свидетельствует о донорно-акцепторном типе оптических переходов. Скорость неэкспоненциального затухания выше для легированных слоев GaN-on-SiC, поскольку она пропорциональна концентрации нейтральных доноров, по мере увеличения которой уменьшается расстояние в донорно-акцепторных парах, что приводит к увеличению вероятности рекомбинации. Внутри каждой серии скорость затухания наибольшая для температур роста около 770 °C и наименьшая для температур роста около 820 °C.

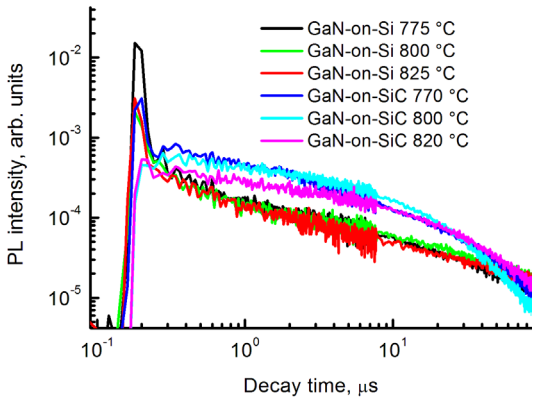


Рис. 2. Кривые затухания фотолюминесценции слоев GaN-on-Si и GaN-on-SiC при энергии регистрации 2,175 эВ

Выводы

Установлено, что слои GaN, выращенные при пониженной температуре роста (около 770 °C) как на Si, так и на SiC, характеризуются самой высокой концентрацией дефектов, повышение температуры роста приводит к снижению концентрации дефектов. Рост при температуре около 820 °C позволяет получить слои GaN с наименьшей концентрацией дефектов, однако наибольшие значения концентрации и подвижности электронов получены при температуре роста около 800 °C.

Финансирование

Работа выполнена в рамках государственного задания «Аммиачная молекулярно-лучевая эпитаксия GaN гетероструктур на подложках кремния для силовых и СВЧ-транзисторов» (код темы FWGW-2022-0015).

Литература

1. K. J. Chen, O. Haberlen, A. Lidow, C. lin Tsai, T. Ueda, Y. Uemoto, Y. Wu. // IEEE Transactions on Electron Devices. 2017. V. 64. P. 779–795.

2. M. A. Reshchikov // J. Appl. Phys. 2021. V. 129. P. 121101.

Многослойные пленки DLC с варьируемым соотношением sp^3/sp^2 фаз углерода

А. И. Охапкин[1,*], С. А. Краев[1], М. Н. Дроздов[1], П. А. Юнин[1], С. А. Королев[1], Д. Б. Радищев[2]

[1]Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, 7, д. Афонино, Кстовский р-н, Нижегородская обл., 607680
[2] Институт прикладной физики РАН им. А. В. Гапонова-Грехова, ул. Ульянова, 46, Нижний Новгород, 603950
*poa89@ipmras.ru

Методом плазмохимического осаждения на подложках из кремния и арсенида галлия были получены многослойные пленки алмазоподобного углерода (DLC), состоящие из слоев с различным содержанием sp^3-гибридного углерода. Исследован их элементный состав, структурные и морфологические свойства. Изменение соотношения sp^3/sp^2 фаз углерода в пленках проявлялось в виде дополнительных осцилляций плотности на кривых малоугловой рентгеновской рефлектометрии (МУРР) и модуляций линий вторичных ионов CsC_n (вторично-ионная масс-спектрометрия, ВИМС).

Из литературы известно, что композиты на основе алмазоподобного углерода обладают улучшенными свойствами по сравнению с их составляющими [1–3]. Путем подбора состава композитов удается повысить износостойкость покрытий, твердость и эластичность, стойкость к коррозии, а также влиять на некоторые электрические характеристики. Такие структуры обычно изготавливают путем легирования углеродных пленок, например азотом, или же используют разные методы нанесения отдельных слоев. В частности, в работе [1] методом вакуумного дугового осаждения на подложках из карбида вольфрама были изготовлены многослойные пленки DLC, легированные азотом общей толщиной 500 нм и с толщиной слоев порядка 10 нм. Такие композиты с ультратонкими слоями продемонстрировали лучшую способность к полировке и более высокую износостойкость, чем однослойная ta-C:N пленка. В [2] тем же методом изготовлены многослойные композиты, состоящие из нелегированного DLC и азотосодержащей пленки N-DLC. Отмечено существенное улучшение триботехнических свойств в многослойных DLC-пленках за счет расположения «мягкого» N-DLC компонента между твердыми нелегированными слоями. Удельное сопротивление таких мультиструктур оказалось вдвое меньше, чем у однослойных пленок. В работе [3] были изготовлены сэндвичевые DLC-структуры, состоящие из отдельных слоев, полученных двумя разными методами – плазмохимическим осаждением из газовой фазы (тип A) и высокочастотным магнетронным напылением (тип B). Было показано, что твердость, эластичность, модуль упругости и сопротивление растрескиванию можно улучшить, создав многоуровневые слои A/B.

В данной работе предложен другой подход, заключающийся в формировании многослойных пленок DLC в едином процессе плазмохимического осаждения без дополнительного легирования. Слои отличаются друг от друга разным содержанием sp^3-гибридного углерода, что удалось достичь путем изменения параметров индуктивно-связанной плазмы (inductively coupled plasma, ICP).

Методика эксперимента

Использовалось оборудование ЦКП ИФМ РАН «Физика и технология микро- и наноструктур». Осаждение DLC проводили на подложки из кремния марки КДБ и арсенида галлия, очищенные от оксидного слоя промывкой в плавиковой и соляной кислоте соответственно. Рост пленок осуществлялся в реакторе ICP на установке Oxford Plasmalab 80. Источником служил высокочистый метан, подаваемый в реактор через газораспределительное кольцо. Плазма загоралась от генератора с частотой 13,56 МГц. Для получения многослойных структур использовались параметры осаждения однослойных пленок, описанные в работе [4]. Основным фактором, влияющим на соотношение sp^3/sp^2, является величина индуктивной мощности. Исследовался химический состав DLC (метод ВИМС), структурные (МУРР, рамановская спектроскопия) и морфологические (атомно-силовая микроскопия) свойства. Для зондирования и распыления углеродных пленок методом ВИМС (масс-спектрометр с время пролетным масс-анализатором IONTOFTOF.SIMS-5/100) использовали две отдельные ионные пушки, работающие в импульсном режиме. Зондирование проводилось кластерными вторичными ионами Bi^{3+}, распыление – ионами Cs^+. МУРР-измерения (дифрактометр Bruker D8 Discover) осуществлялись в схеме высокого разрешения с параболическим зеркалом Гебеля и прорезным монохроматором двукратного отражения Ge (220), использовалось Cu K-alpha излучение. Рамановская спектроскопия проводилась на длине волны 515 нм светодиодного лазера (конфокальный рамановский микроскоп Renishaw inVia). Деконволюцию спектров осуществляли путем аппроксимации сглаженных по 5 точкам линий рамановских спектров функциями Гаусса в диапазоне от 1050 до 2000 $см^{-1}$. Поверхность DLC исследована на сканирующем зондовом микроскопе СММ-2000.

Результаты и обсуждение

В спектрах комбинационного рассеяния света многослойных пленок DLC в диапазоне рамановского сдвига от 1050 до 2000 $см^{-1}$ присутствовало два пика: широкий пик D при 1346–1383 $см^{-1}$ и широкий пик G при 1546–1563 $см^{-1}$. Отношение интенсивностей D и G пиков (I_D/I_G) находилось в диапазоне 0,3–0,4, что соответствует малому размеру графитовых кластеров (~1 нм) [5]. Наблюдаемый подъем линии спектров связан с наличием водорода в составе DLC.

Из данных МУРР определялись: плотность (по углу полного внешнего отражения), шероховатость

(по спаду интенсивности зеркального отражения) и толщины пленок (по интерференционным осцилляциям Киссига). Оказалось, что полученные углеродные композиты состоят из слоев различной плотности (от 1,5 до 2,1 г/см^3) и толщины (от 5 до 18 нм). На кривых МУРР присутствовали дополнительные брэгговские пики, связанные с модуляцией плотности пленок, количество осцилляций которой совпадало с числом периодов выращенной искусственной «сверхрешетки».

По химическому составу пленки содержали значительное количество водорода, а также следы кислорода и азота. Периодичность фазового углеродного состава подтверждалась наличием модуляций линий вторичных ионов CsC_n, находящихся в противофазе с модуляциями примесей. Отношение интенсивностей CsC_8/CsC_4 варьировалось вместе со сменой стадий роста многослойных пленок (рис. 1), при этом максимумы соответствовали осаждению слоев с большим содержанием sp^3-связей. Модуляция соотношения CsC_8/CsC_4 прямо указывает на изменение доли графита в двухкомпонентной системе DLC-графит [6].

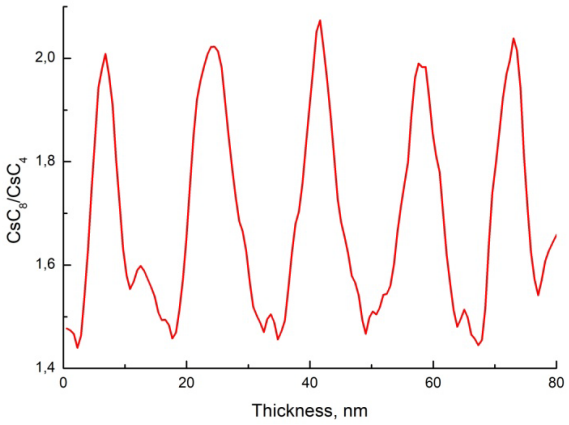


Рис. 1. Распределение отношения интенсивностей CsC_8/CsC_4 по глубине многослойной пленки DLC на Si

Поверхность осажденных пленок была ультрагладкой (рис. 2). Так для образца DLC, полученного на арсениде галлия, среднеквадратичная шероховатость поверхности (на участке 4,5×4,5 мкм) оказалась равной 0,24 нм, среднеарифметическая – 0,19 нм. Зерен, из которых состоит пленка, не было видно по причине их малого размера (разрешающая способность зонда – 10 нм).

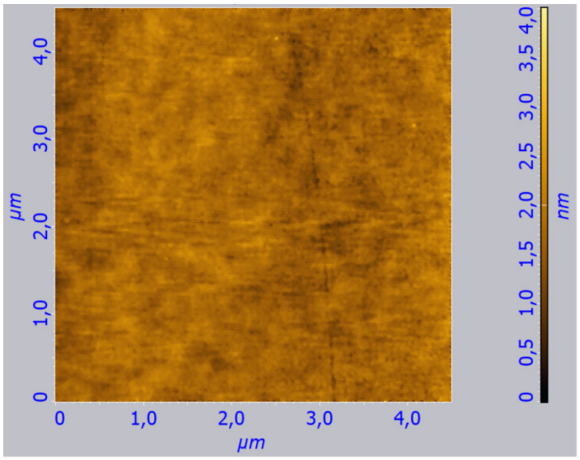


Рис. 2. Изображение поверхности многослойной пленки DLC на GaAs

Выводы

Путем варьирования параметров ICP удалось получить многослойные пленки DLC, представляющие собой чередование слоев с модулированным соотношением sp^3/sp^2 фаз углерода. Полученные композиты обладали ультрагладкой поверхностью и состояли из слоев различной плотности и толщины.

Финансирование

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда № 22-79-00021, https://rscf.ru/project/22-79-00021/.

Литература

1. T. Harigai, K. Tamekuni, Y. Iijima, S. Degai, T. Tanimoto,Y. Suda, H. Takikawa, S. Takago, H. Yasui, S. Kaneko, S. Kunitsugu, H. Habuchi, M. Kamiya, M. Taki and H. Gonda // Jpn. J. Appl. Physs. 2019. V. 58. SEED05.

2. Y. Iijima, T. Harigai, R. Isono, S. Degai, T. Tanimoto, Y. Suda, H. Takikawa, H. Yasui, S. Kaneko, S. Kunitsugu, M. Kamiya and M. Taki // AIP Conf. Procs. 2018. V. 1929. 020024.

3. X. Lu, M. Li, X. Tang, J. Lee // Surf. Coat. Technol. 2006. V. 201. P. 1679–1684.

4. А. И. Охапкин, М. Н. Дроздов, П. А. Юнин, С. А. Краев, Д. Б. Радищев // ФТП. 2023. Т. 57. С. 309–312.

5. C. Ferrari, J. Robertson // Phys. Rev. B. 2000. V. 61. P. 14095–14107.

6. М. Н. Дроздов, Ю. Н. Дроздов, А. И. Охапкин, С. А. Краев, М. А. Лобаев // Письма в ЖТФ. 2019. Т. 45. С. 50–54.

Анализ оптоэлектронных свойств твердых растворов In(As, P, N) методами теории функционала плотности

А. В. Павлов[1,2,*], А. М. Можаров[1,2], В. В. Федоров[1,2], Р. Г. Полозков[1,2], И. С. Мухин[1,2]

[1]Санкт-Петербургский национальный исследовательский Академический университет им. Ж. И. Алферова РАН, ул. Хлопина, 8, корп. 3, лит. А, Санкт-Петербург, 194021
[2]Санкт-Петербургский политехнический университет Петра Великого, ул. Политехническая, 29, Санкт-Петербург, 195251
*a.pavlov@physics.spbstu.ru

В работе представлены результаты моделирования электронно-оптических свойств различных политипов чистого InAs, а также тройных твердых растворов на его основе InAsP и InAsN. Применительно к вышеописанным системам продемонстрировано использование различных методов и подходов в рамках теории функционала плотности. Так, например, для описания электронной структуры разбавленных нитридов был использован meta-GGA функционал TB09, с его использованием впервые получена зависимость величин запрещенных зон от концентрации азота для вюрцитного InAsN, продемонстрировано отличие в поведении от InAsN со структурой цинковой обманки.

Введение

В современной науке и технике востребованы инфракрасные фотодетекторы и оптоэлектронные приборы, работающие в ближнем и коротковолновом диапазоне (0,75–3,5 мкм). Наногетероструктуры арсенида индия (InAs) привлекают широкое внимание как основа для новых фотодетекторов среднего инфракрасного (ИК) и терагерцового диапазона и светоизлучающих устройств. InAs и гетероструктуры на его основе удобно синтезировать в форме нитевидных нанокристаллов (ННК) [1], так как узкозонные планарные гетероструктуры на его основе обладают строгими требованиями к химическому составу из-за необходимости согласования параметров решеток пленка-подложка. Таким образом, численное моделирование свойств InAs ННК и ННК на основе его тройных твердых растворов представляет повышенный интерес.

Электронно-оптические свойства были рассчитаны с применением теории функционала плотности (ТФП), численно реализованной в программном пакете GPAW [2]. Для каждой исследованной системы была проведена полная оптимизация пространственной структуры в рамках ТФП. Процесс оптимизации заканчивается, когда средняя сила, действующая на атомы и элементарную ячейку, становится меньше порогового значения (0,05 эВ/Å).

Для каждого шага оптимизации геометрии проводился самосогласованный расчет с использованием PBEsol функционала [3]. В расчетах использовалась сетка в обратном пространстве с плотностью 15 точек в $Å^{-1}$, отсечка по энергии плоских волн варьировалась от 600 до 800 эВ. Расчеты проводились с порогом сходимости самосогласования плотности заряда 10^{-4}.

Для получения диэлектрических функций спектры были получены с использованием подхода RPA + DFT [4], реализованного в GPAW.

Результаты

При синтезе самокаталитических ННК InAs получаются структуры, содержащие различные кристаллические фазы (политипы). Для оценки величин запрещенных зон различных политипов InAs были применен метод ТФП с поправкой Хаббарда [5]. Были проанализированы свойства электронной структуры следующих политипов: цинковая обманка (ZB), вюрцит (WZ) и 6H, 4H, которые соответствуют различным смесям фаз ZB и WZ. Полученные результаты показывают, что величина запрещенной зоны InAs линейно меняется в зависимости от степени вюрцитности ННК. При этом поправка Хаббарда также линейно менялась с вюрцитностью рассматриваемых систем. Это позволяет предсказывать запрещенную зону нанокристаллов InAs, зная вюрцитность кристалла.

Для более гибкого управления характеристиками приборов на основе InAs можно использовать твердые растворы InAs с добавлением фосфора и азота.

Так, например, для уменьшения темновых токов фотодетекторов и увеличения их чувствительности можно использовать твердые растворы $InAs_{1-x}P_x$ [6]. ТФП расчет с применением GLLB-sc [7] вида обменно корреляционной энергии позволил получить зависимость величин запрещенных зон для различных концентраций фосфора x. А приближение случайных фаз было использовано для расчета комплексных показателей преломлений.

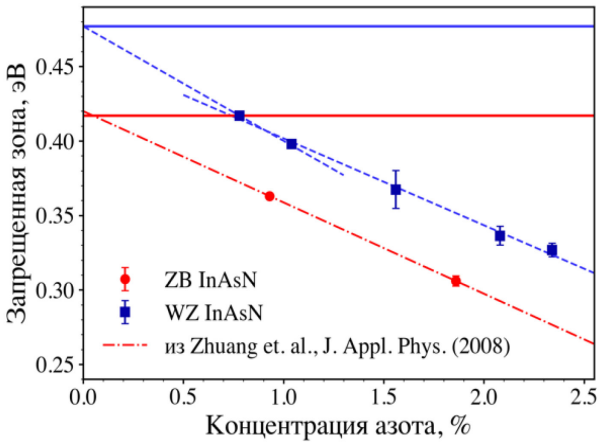


Рис. 1. Зависимость величины запрещенной зоны InAs(N) от концентрации азота для разных политипов арсенида индия. Сплошными линиями показаны величины запрещенных зон для WZ (477 мэВ) и ZB (417 мэВ) InAs. Штрихованными и штрихпунктирными линиями показаны линейные аппроксимации для WZ- и ZB-структур соответственно

Разбавленные твердые растворы InAsN, с другой стороны, позволяют увеличить диапазон чувствительности фотодетекторов путем уменьшения вели-

чины запрещенной зоны кристалла. Было установлено, что характер зависимости величины запрещенной зоны от концентрации азота различен для различных политипов. Для описания электронной структуры разбавленных нитридов был использован meta-GGA функционал TB09 [8]. Впервые получена зависимость величин запрещенных зон от концентрации азота для WZ InAsN, продемонстрировано отличие в поведении от ZB InAsN (рис. 1) [9].

Выводы

В работе представлены результаты моделирования электронно-оптических свойств различных политипов чистого InAs, а также тройных твердых растворов на его основе InAsP и InAsN. Определены величины запрещенных зон для различных политипов InAs. Рассчитаны величины запрещенных зон твердого раствора InAsP, определены спектры комплексной диэлектрической проницаемости. Построена зависимость запрещенной зоны от концентрации азота в разбавленном нитриде InAsN.

Финансирование

А. В. Павлов благодарит Российский научный фонд (грант 23-72-01091) за финансовую поддержку выполненных ТФП расчетов. Авторы выражают благодарность СКЦ «Политехнический» за предоставление расчетных ресурсов для проведения расчетов.

Литература

1. H. Kroemer. The 6.1 A family (InAs, GaSb, AlSb) and its heterostructures: a selective review // Physica E: Low-dimensional Systems and Nanostructures. 2004. Т. 20, № 3–4. С. 196–203.

2. J. Enkovaara, et al. Electronic structure calculations with GPAW: a real-space implementation of the projector augmented-wave method // Journal of Physics: Condensed matter. 2010. Т. 22, № 25. С. 253202.

3. J. P. Perdew, et al. Restoring the density-gradient expansion for exchange in solids and surfaces // Physical Review Letters. 2008. Т. 100, № 13. С. 136406.

4. J. Yan, et al. Linear density response function in the projector augmented wave method: Applications to solids, surfaces, and interfaces // Physical Review B. 2011. Т. 83, № 24. С. 245122.

5. V. Fedorov, et al. Non-Uniformly Strained Core–Shell InAs/InP Nanowires for Mid-Infrared Photonic Applications // ACS Applied Nano Materials. 2023. Т. 6, № 7. С. 5460–5468.

6. L. Dvoretckaia, et al. Numerical study of detectivity for near-IR photodetectors based on InAsP NWs // Scripta Materialia. 2023. Т. 226. С. 115246.

7. M. Kuisma, et al. Kohn-Sham potential with discontinuity for band gap materials // Physical Review B. 2010. Т. 82, № 11. С. 115106.

8. F. Tran, P. Blaha. Accurate band gaps of semiconductors and insulators with a semilocal exchange-correlation potential // Physical Review Letters. 2009. Т. 102, № 22. С. 226401.

9. A. Kaveev, et al. Growth, Crystal Structure and Photoluminescent Properties of Dilute Nitride InAsN Nanowires on Silicon for Infrared Optoelectronics//ACS Applied Nano Materials. 2024 (*accepted manuscript*).

Двумерные органические полупроводники и устройства

Д. Ю. Паращук

Физический факультет МГУ им. М. В. Ломоносова, Ленинские горы, 1, стр. 62, Москва, 119899
*paras@physics.msu.ru

Представлены результаты в области двумерных (2D) органических полупроводников и устройств, основанных на полевом эффекте. Показано, что растворными методами можно вырастить макроскопические 2D-монокристаллы, состоящие из одного или нескольких молекулярных слоев органических молекул. Продемонстрированы полевые транзисторы с подвижностью зарядов до 6 см^2/Вс, а также первые 2D-органические светотранзисторы.

Органическая (опто)электроника бурно развивается в последние десятилетия, т. к. она обещает гибкие, легкие, прозрачные, дешевые и биосовместимые полупроводниковые устройства, которые востребованы практически во всех современных технологиях. Уже массово производятся органические светодиодные дисплеи, постепенно вытесняющие традиционное ЖК-экраны. Органическая (опто)электроника основана на органических полупроводниках, свойства которых, такие как ширина оптической щели, спектр поглощения и люминесценции и т. д. относительно легко настраивать по сравнению с неорганическими полупроводниками. Общей чертой органических полупроводников является относительно низкая подвижность носителей зарядов, обычно не превышающая таковую для аморфного кремния более чем на порядок величины. Тем не менее в тех применениях, где не нужна «скоростная» (опто)электроника, органическая (опто)электроника может успешно конкурировать с неорганической.

Органические полупроводники могут поддерживать амбиполярный транспорт зарядов и обладать высокой эффективностью излучательной рекомбинации, что позволяет создавать на их основе светоизлучающие полевые транзисторы – светотранзисторы (рис. 1). Они обладают высокой яркостью, т. к. в их активном слое формируется очень узкая зона излучательной рекомбинации (<1 мкм), где встречаются дырочные и электронные токи. 2D-активный слой позволяет избавиться от волноводных эффектов, запирающих существенную часть электролюминесценции в 3D-активном слое, а также снизить ее оптическое поглощение.

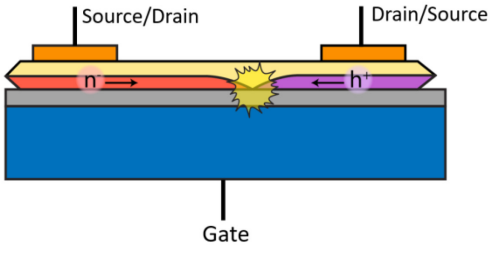


Рис. 1. Принципиальная схема амбиполярного светотранзистора

Результаты и обсуждение

Для формирования полупроводникового слоя использовали стержнеобразные молекулы с жестким сопряженным фрагментом и гибкими концевыми группами: фенил-тиофеновые олигомеры с длинными алкильными заместителями [1–5]. Примеры химических формул таких молекул приведены на рис. 2 и рис. 3 (справа). Эти молекулы кристаллизовали из капли органического растворителя в 2D-монокристаллы латеральным размером до нескольких миллиметров (рис. 2). О монокристаллической структуре полученных образцов свидетельствовали данные поляризационной микроскопии и рентгеноструктурных исследований [1].

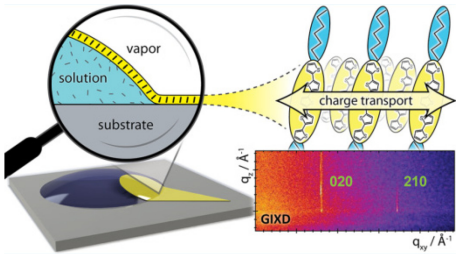


Рис. 2. Иллюстрация роста 2D-кристаллов из капли раствора на подложке (слева), упаковка молекул (справа вверху) и данные рентгеновской дифракции при скользящем падении (справа внизу)

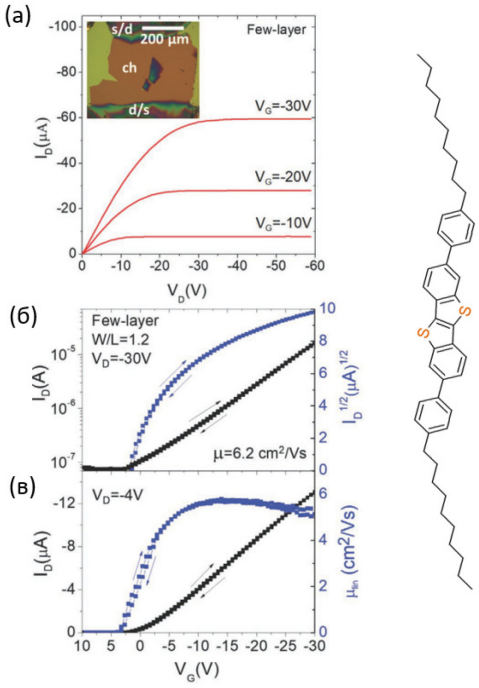


Рис. 3. Слева: вольт-амперные характеристики полевых транзисторов на основе органического полупроводника DPBTBT (формула показана справа): выходные характеристики (*а*), передаточные характеристики в насыщенном (*б*) и линейном (*в*) режимах; на вставке приведена фотография образца транзистора. I_D – ток истока, V_G, V_D – напряжения соответственно на затворе и истоке. Справа: молекулярная формула DPBTBT

Полевые транзисторы в архитектуре «нижний затвор – верхние контакты» формировали из выращенных 2D-кристаллов на кремниевых подложках со слоем оксида кремния толщиной несколько сотен нанометров, выполняющим функцию подзатворного диэлектрика (вставка на рис. 3, *а*). Для этого на 2D-кристаллы наносили электроды методом микроплоттерной печати из суспензии сильно допированного органического полупроводника PEDOT:PSS. Характерная длина канала составляла величину в несколько сотен микрон.

Рисунок 3, *а–в* показывает характерные вольт-амперные характеристики 2D-транзисторов на основе активного слоя из DPBTBT. При толщине активного слоя в несколько молекулярных слоев они показывали дырочный транспорт с подвижностью до 6,2 $см^2/Вс$ [4]. Монослойные транзисторы показывали менее эффективный транспорт зарядов, для которых подвижность составляла величину около 1 $см^2/Вс$. Следует отметить, что такие величины подвижностей практически не уступают лучшим образцам традиционных 3D-органических полевых транзисторов [6].

Впервые были созданы образцы 2D-органических светотранзисторов [3–4]. В качестве активного слоя использовали органические полупроводники из тиофен-фениленовых олигомеров, показывающих высокий квантовый выход фотолюминесценции в растворах (в диапазоне 20–80%). На активный слой методом терморезистивного осаждения в вакууме наносили двухслойные электроды Ag/MO_3 и Al/Cs_2CO_3 для инжекции соответственно дырок и электронов с разных сторон канала транзистора (рис. 1).

Рисунок 4, *а* показывает изображение светотранзистора на основе DPBTBT. Поскольку транзисторы не показывали электронный транспорт, зона светоизлучения прижата к электроду, предназначенному для инжекции электронов. Такая близость зоны рекомбинации к электроду может сильно снижать эффективность электролюминесценции. Характерный внешний квантовый выход электролюминесценции составил величину 10^{-5}%, тогда как аналогичные светотранзисторы с поликристаллическим активным слоем, но с дополнительным слоем полиметилкрилата на оксиде кремния показывали внешний квантовый выход на уровне 0,1%. Такое отличие мы связываем с ловушками электронов для монокристаллического слоя, рост которого удавалось провести только на поверхности оксида кремния. Еще одной проблемой, снижающей эффективность светотранзисторов, выступают сложности инжекции электронов в активный слой.

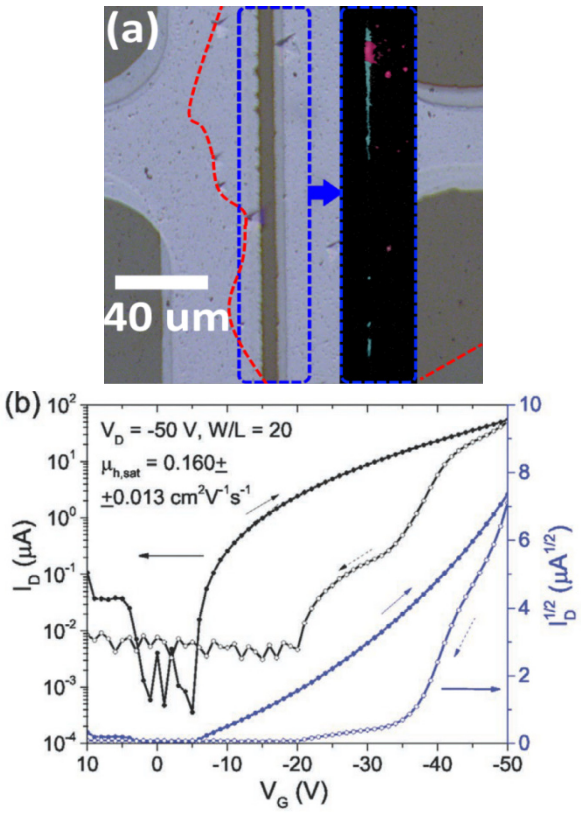


Рис. 4. 2D-светотранзистор на основе DPBTBT. Изображение светотранзистора (*а*), на котором синим пунктиром отмечена область канала (серому цвету отвечают электроды) и на вставке показана электролюминесценция (голубые вертикальное полоски). Красный пунктир отмечает контуры монокристалла DPBTBT толщиной около 10 нм. Передаточные характеристики (*б*)

Финансирование

Работа выполнена при поддержке гранта РНФ № 22-72-10056.

Литература

1. V. V. Bruevich et al. // ACS Applied Materials & Interfaces. 2019. V. 11. 6315.
2. O. V. Borshchev et al. // Dyes and Pigments. 2021. V. 185. Art. 108911.
3. R. S. Fedorenko et al. // Materials Chemistry Frontiers. 2022. V. 6. P. 3279.
4. R. S. Fedorenko et al. // Advanced Electronic Materials. 2022. V. 8. Art. 2101281.
5. L. Feriancová et al. // Dyes and Pigments. 2023. V. 215. Art. 111256.
6. V. Podzorov // MRS Bulletin. 2013. V. 38. P. 15.

Морфология и фотопроводимость тонких пленок Sn(II)Pc

В. В. Травкин*, А. И. Коптяев, Г. Л. Пахомов**

Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, 7, д. Афонино, Кстовский р-н, Нижегородская обл., 603087
*trav@ipmras.ru, **pakhomov@ipmras.ru

Изучены оптические спектры, кристаллическая структура и поверхностный рельеф пленок фталоцианина олова Sn(II)Pc, полученных термовакуумным осаждением на подложки разной температуры. Измерены вольтамперные характеристики на тонкопленочных образцах с разными конфигурациями электродов. Показано, что в зависимости от морфологии пленки Sn(II)Pc показывают высокую (до 1-го порядка) кратность темнового тока к фототоку при остаточном освещении с длинами волн >1 мкм.

Фталоцианин олова-II, Sn(II)Pc – весьма любопытный низкомолекулярный полупроводник с широким набором электронных переходов на длинах волн в УФ-области, видимой и ближней ИК-областях. Слои Sn(II)Pc, полученные, как правило, методом термовакуумного испарения, поглощают фотоны с энергиями до 1,23 эВ и меньше, в зависимости от полиморфной модификации [1]. Это стимулирует исследования по интеграции Sn(II)Pc в гибридные тонкопленочные устройства, такие как фотовольтаические преобразователи или фотодетекторы, где требуется отклик в ближней ИК-области [2].

В данной работе изучалась морфология и оптические спектры тонких пленок Sn(II)Pc, осажденных на подложки с температурой 0, 25, 170 и 210 °C, параллельно с измерениями их проводимости в темноте, при освещении сплошным белым светом или через фильтр, отсекающий длины волн <1 мкм.

Эксперимент

Тонкие пленки Sn(II)Pc (Aldrich) осаждались на подложки из плавленого кварца, на поверхности которых были сформированы массивы встречно-штыревых электродов из золота, осажденного методом электронно-лучевого испарения (Amod, Angstrom Eng.). Ширина канала между электродами составляла 90, 60, 30 или 15 мкм, а высота металлизации 60 нм. Осаждение проводилось в вакууме (ВУП-5М, 10^{-6} Торр) со скоростью <0,02 нм/сек. Толщина пленок варьировалась в диапазоне 50–135 нм и контролировалась *in situ* по сдвигу частоты кварцевого резонатора, расположенного на подложкодержателе, с последующей калибровкой по высоте ступеньки. Фотоэлектрические измерения (Keithley-4200 SCS) проводились в инертной атмосфере (Ar 99,998%) в диапазоне напряжений от +25 до –25 В с шагом 0,1 В и временами удержания в точке и смещения между точками – 0,5 с. Погрешность измерений в серии из 5 образцов не превышала 10%. В качестве источника излучения использовался имитатор солнца AM1.5G (P_{in} = 100 мВт/см^2) с дополнительными светофильтрами, на основе пластины монокристаллического кремния (P_{in} = 24 мВт/см^2) или германия.

Поверхностный рельеф, фазовый состав и пропускание пленок SnPc исследовались методами интерференционной микроскопии (WLI, Talysurf CCI-2000 Taylor&Hobson), атомно-силовой (AFM) и электронной микроскопии (SEM, Carl Zeiss EVO 10), рентгеновской дифракции (XRD, Brucker D8 Discover) и оптической спектроскопии (Genesys 50, ThermoF).

Результаты и обсуждение

Обнаружено, что температура подложки гораздо заметнее влияет на спектры поглощения, т. е. на твердотельные сдвиги/расщепление полос электронных переходов π-π* в молекуле Sn(II)Pc, чем это ожидалось из литературы для пленок таких толщин (рис. 1). Кроме того, важную роль играет материал подложки (см. вставку). Пленки, осажденные при повышенных температурах, поглощают практически во всем интервале от 0,2 до 1,1 мкм, кроме узкого «зеленого» окна, характерного для всех металлопорфиринов. В ближней ИК-области «хвост» поглощения резко спадает на $\lambda \leq 1$ мкм для «холодных» пленок, но тянется до $\lambda \approx 1{,}4\ldots1{,}6$ мкм для «горячих» (рис. 2).

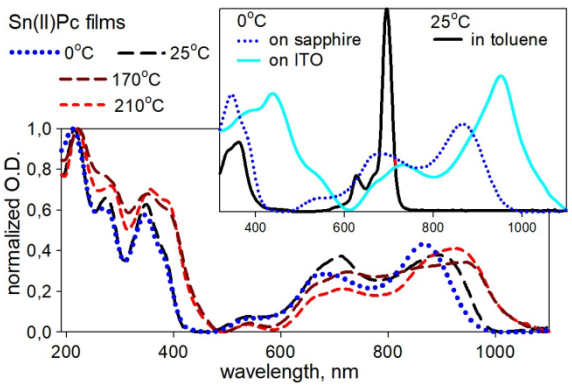


Рис. 1. Электронные спектры поглощения пленок Sn(II)Pc, осажденных при разной температуре. На вставке сравниваются спектры пленок, осажденных при 0 °C на подложки из сапфира (0001) и оксида индия-олова (ITO) со спектром раствора в толуоле

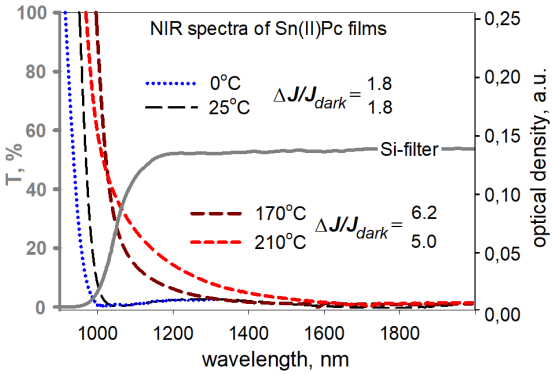


Рис. 2. Сравнение спектров в ближней ИК-области (те же кривые, что и на рис. 1) и края поглощения кремниевого фильтра. Для каждой температуры приведен относительный фототок ($\Delta J/J_{dark}$) при освещении через фильтр

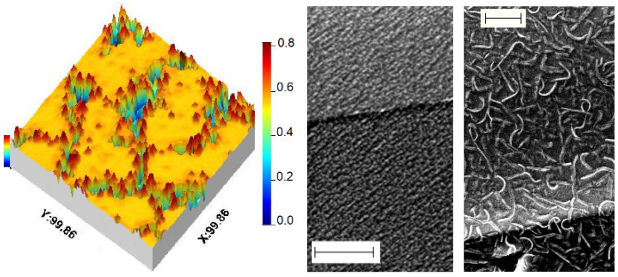


Рис. 3. 3D-реконструкция поверхности пленки Sn(II)Pc, осажденной при 0 °C по данным WLI (слева, в мкм) и сравнение SEM-изображений поверхности пленок, осажденных при 25 °C (посередине) и 210 °C (справа), со ступенькой «контакт/подложка», метка равна 4 мкм

Латеральная удельная проводимость (σ_{RT}), измеренная при комнатной температуре в темноте всех пленок, кроме осажденных при 0 °C, равна примерно 2×10^{-11} S/см, в последнем случае – в 4 раза меньше. При солнечном освещении падение сопротивления составляет 2,5–3 порядка, значительный фототок наблюдается даже при использовании кремниевого фильтра (см. величины на рис. 2). С германиевым фильтром фотопроводимость отсутствует.

Очевидно, что различия в ИК-фотопроводимости связаны с двумя причинами: собственно оптической активностью пленки («хвост» поглощения) и разными проводящими свойствами (подвижность носителей заряда) моноклинной и триклинной фазы Sn(II)Pc, вероятность образования которых зависит от температуры роста. Поэтому были проведены подробные исследования фазового состава, зернистой структуры и анизотропии свойств полученных пленок.

С точки зрения морфологии наиболее интересен рост при температуре, пониженной относительно комнатной всего на 25 градусов. В данном случае, в отличие от хорошо известной для фталоцианинов гранулярной или вискерной структуры, формируются довольно гладкие слои, разделенные глубокими каньонами с зернами (начало кристаллизации) по краям (рис. 3). Средняя удельная плотность таких слоев примерно в 3 раза ниже, чем «комнатных», а их кристалличность заметно понижается, так что на диэлектрических подложках слои становятся рентгеноаморфными (рис. 4).

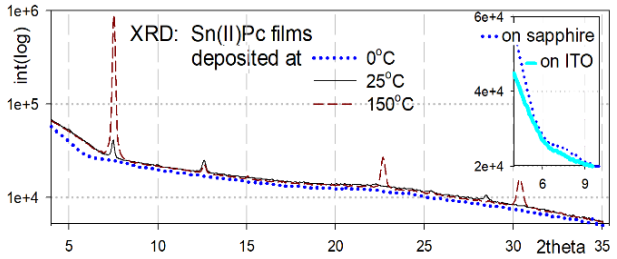


Рис. 4. Сравнение картин рентгеновской дифракции пленок Sn(II)Pc, осажденных при разных температурах, вставка – область малых углов для пленок на сапфировой подложке и ITO, 0 °C

В ходе работы делается попытка связать фотопроводимость с содержанием триклинной фазы в слое Sn(II)Pc (рис. 4) и с размерами самих кристаллитов. Результаты будут использованы при проектировании гибридных полупроводниковых структур, чувствительных к излучению в ближней ИК-области.

Финансирование

Работа выполнена в рамках ГЗ ИФМ РАН (тема № FFUF-2024-0023).

Литература

1. N. Hamamoto, H. Sonoda, M. Sumimoto, et al. // RSC Adv. **7**, 8646 (2017).

2. F. Huang, Y. Peng, G. Liu // J. Phys. Chem. C. **123**, 11073 (2019).

Особенности зонной структуры и люминесцентного отклика двумерных фотонных кристаллов, сформированных на кремниевых материалах с нановстровками Ge(Si)

А. В. Перетокин[1,*], М. В. Степихова[1], А. В. Новиков[1,2], Д. В. Юрасов[1], А. Н. Яблонский[1], Е. Е. Родякина[3], С. А. Дьяков[4]

[1]Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, 7, д. Афонино, Кстовский р-н, Нижегородская обл., 603087
[2]Нижегородский государственный университет им. Н. И. Лобачевского, пр. Гагарина, 27, Нижний Новгород, 603022
[3]Институт физики полупроводников им. А. В. Ржанова СО РАН, пр. Акад. Лаврентьева, 13, Новосибирск, 630090
[4]Сколковский институт науки и технологий, ул. Нобеля, 3, Москва, 143005
*aperetokin@ipmras.ru

В работе рассмотрены возможности управления зонной структурой и люминесцентным откликом двумерных фотонных кристаллов (ФК) с гексагональной решеткой отверстий, выполненных на кремниевых структурах с нановстровками Ge(Si). Управление зонной структурой и люминесцентным откликом ФК осуществляется путем изменения их параметров: периода, диаметра отверстий и их глубины травления. Показано, что, подбирая параметры ФК, можно добиться наблюдения разных особенностей в зонной структуре, проявляющихся в спектрах люминесценции в виде узких интенсивных пиков.

На сегодняшний день одним из возможных решений задачи создания эффективных источников излучения на кремнии являются структуры с нановстровками Ge(Si). В таких структурах наблюдается излучение в ближнем ИК-диапазоне (1,2–1,6 мкм) при комнатной температуре [1]. Значительное увеличение люминесцентного отклика таких структур, необходимого для их практических применений в схемах оптоэлектроники, может быть достигнуто в низкоразмерных резонаторах и фотонных кристаллах, где последние представляются наиболее перспективными [2].

Наибольшее усиление сигнала ФЛ-нановстровков Ge(Si) достигается при спектральном совпадении максимума их фотолюминесценции (ФЛ) с выделенной модой фотонного кристалла [3]. Наиболее интересными модами в таких ФК являются симметрийно запрещенные моды связанных состояний в континууме (BIC), локализованные в Г-точке зоны Бриллюэна [2, 3]. Следствием их взаимодействия с активной средой являются наблюдаемые в спектрах ФЛ интенсивные линии высокой добротности. Для управления спектральным положением мод в ФК обычно изменяют параметры решетки: период и диаметр отверстий, формирующих ФК.

Другим эффективным инструментом здесь является изменение глубины травления отверстий ФК [4]. В данном случае, при изменении глубины травления отверстий ФК, нарушается зеркальная симметрия по вертикальной оси, что приводит к возможности возникновения в зонной структуре таких ФК характерных особенностей: мод с плоской дисперсионной характеристикой вблизи Г-точки зоны Бриллюэна [4], состояний BIC при ненулевых значениях волновых векторов (т. н. параметрические BIC [5]), ярких точек в области пересечения фотонно-кристаллических мод и др.

Все перечисленные особенности могут также проявляться в спектрах ФЛ в виде узких линий значительной интенсивности, что представляет интерес с точки зрения возможности создания на базе таких структур эффективных источников излучения. Также такие особенности интересны с фундаментальной точки зрения, они отражают специфику межмодовых взаимодействий в фотонных кристаллах. В данной работе теоретически и экспериментально анализируются описанные выше особенности зонной структуры и межмодового взаимодействия, наблюдаемые в фотонных кристаллах, сформированных на кремниевых структурах с нановстровками Ge(Si). Представляемые экспериментальные данные были получены методом спектроскопии микро-фотолюминесценции, включая методику измерений в геометрии диаграммы направленности. В рамках теоретических расчетов использовался фурье-модальный метод в формализме матрицы рассеяния [2].

Результаты

В работе исследованы три серии образцов ФК с гексагональной решеткой отверстий, в которых изменялись следующие параметры ФК: период (a), соотношения r/a (где r – радиус отверстий, формирующих ФК), и глубина травления отверстий.

Изменение периода ФК позволяет достаточно точно управлять положением мод в спектрах фотолюминесценции. По мере увеличения периода моды ФК смещаются вниз по энергии практически параллельно друг другу, что позволяет целенаправленно совмещать спектр выделенных мод ФК со спектром излучения нановстровков Ge(Si). Благодаря точному подбору параметров в серии исследованных ФК удалось добиться роста интенсивности сигнала ФЛ-нановстровков Ge(Si) более чем на два порядка величины по сравнению с исходной, непроцессированной структурой, и наблюдать в спектрах ФЛ высокодобротные моды с добротностью Q ~ 2600. Усиление сигнала ФЛ более чем на два порядка величины было получено для синглетной A_2 моды ФК, характеризуемой наличием связанного состояния в континууме (BIC) в Г-точке зоны Бриллюэна.

Изменение соотношения r/a также позволяет варьировать энергетическое положение мод ФК в спектрах ФЛ, однако при этом диапазон изменения этого параметра довольно ограничен. Минимальное значение этого параметра ограничено технологиче-

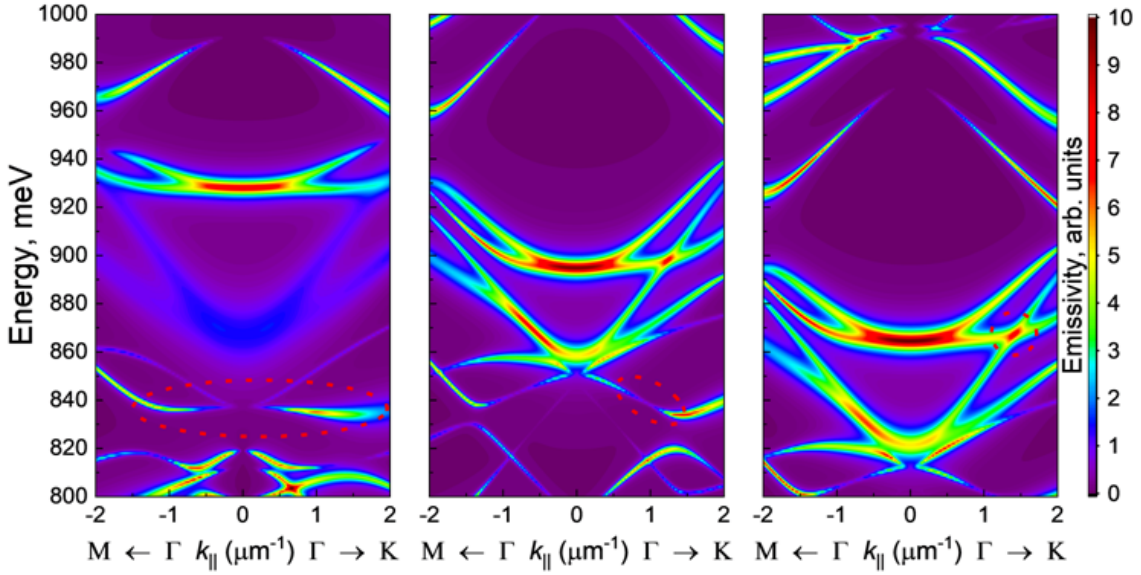


Рис. 1. Зонная структура ФК вблизи Г-точки и наблюдаемые в ней особенности: *а* – плоская дисперсионная характеристика для моды с BIC-состоянием в Г-точке; *б* – параметрический BIC; *в* – яркая точка, возникающая на пересечении ветвей двух мод. Все особенности отмечены красной пунктирной линией. Цвет отображает излучательную способность ФК

скими возможностями формирования отверстий. Также при малых значениях *r/a* имеет место большое количество пересечений ветвей мод ФК при ненулевых волновых векторах $k_{||}$, ввиду того что решетка ФК оказывается достаточно слабой. Последнее должно приводить к уширению спектров ФЛ. При больших значениях *r/a* моды ФК смещаются вверх по энергии и выходят из диапазона излучения нанооостровков Ge(Si). Таким образом получается выделить оптимальный диапазон *r/a* для большинства периодов ФК, ограниченный значениями от 0,15 до 0,3.

Глубина травления отверстий ФК является еще одним эффективным инструментом управления люминесцентным откликом и зонной структурой ФК. При выборе оптимальной глубины травления следует учитывать факторы, оказывающие противоположное влияние на люминесцентный отклик. Это переход решетки ФК в более строгую решетку и улучшение резонансного взаимодействия нанооостровков с модами ФК при увеличении глубины травления, что приводит к росту интенсивности сигнала ФЛ, с одной стороны, с другой – к увеличению влияния процессов безызлучательной рекомбинации носителей заряда, что должно приводить к уменьшению интенсивности сигнала. Наиболее оптимальной глубиной травления с точки зрения получения максимальной интенсивности сигнала ФЛ является травление на максимально возможную глубину, до слоя с нанооостровками Ge(Si). При малой глубине залегания нанооостровков нужно иметь в виду, что решетка ФК в этом случае оказывается достаточно слабой и, вследствие пересечения ветвей дисперсионных характеристик различных мод, в люминесцентном отклике ФК должен наблюдаться широкий спектр.

При увеличении глубины травления или соотношения *r/a* моды ФК смещаются не параллельно друг другу, а с разной скоростью, пересекая друг друга и взаимодействуя между собой. При таких взаимодействиях могут возникать особенности в зонной структуре ФК, приводящие к увеличению люминесцентного отклика. Так, при определенных глубинах травления возникает плоская дисперсионная характеристика для моды E_2^{up}, что приводит к возникновению узкой линии в спектре ФЛ ФК с близкой к нулю дисперсионной характеристикой (рис. 1, *а*). Варьируя период ФК и радиус отверстий, можно эффективно управлять спектральным положением данной моды.

При определенных параметрах ФК возможно также наблюдение других особенностей, таких как параметрические BIC (рис. 1, *б*), которые могут обладать достаточно большой добротностью, представляя фундаментальный интерес, а также «ярких точек» при ненулевых значениях волновых векторов (рис. 1, *в*) и антикроссинга мод ФК.

Таким образом, в данной работе продемонстрированы возможности управления зонной структурой и люминесцентным откликом двумерных ФК путем изменения таких параметров решетки, как период, соотношение *r/a* и глубина травления отверстий ФК. Для всех параметров найдены оптимальные диапазоны с точки зрения возможности наблюдения максимального люминесцентного отклика ФК. Показано, что с помощью подбора параметров можно добиться разных особенностей в зонной структуре ФК, проявляющихся в спектрах ФЛ в виде узких, интенсивных линий высокой добротности, характеризуемых значительным усилением сигнала ФЛ-нанооостровков Ge(Si).

Работа выполнена при поддержке РНФ (проект № 19-72-10011).

Литература

1. V. Ya. Aleshkin et al. // JETP Letters, **67**(1), 48 (1998).
2. S. A. Dyakov et al. // Laser Photonics Rev. **15**(6), 2000242 (2021).
3. M. V. Stepikhova et al. // Nanomaterials. **12**(15), 2687 (2022).
4. A. V. Peretokin et al. // Nanomaterials. **13**(10), 1678 (2023).
5. К. Л. Кошелев и др. // УФН. 2023. Т. 193. С. 528–553.

Фотогальванический эффект в электронном газе планарных сверхрешеток без центра инверсии в постоянном однородном магнитном поле

А. А. Перов*, П. В. Пикунов

Нижегородский государственный университет им. Н. И. Лобачевского, пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950
*wkb@inbox.ru

Энергетический спектр электрона в двоякопериодическом электростатическом поле поверхностной сверхрешетки и в достаточно сильном перпендикулярном магнитном поле представляет собой минизоны Ландау, образовавшиеся вблизи уровней квантования в постоянном однородном магнитном поле. Гамильтониан электрона коммутирует с оператором магнитной трансляции, а магнитное поле при этом полагается таковым, что элементарную ячейку сверхрешетки пронизывает магнитный поток, равный рациональному числу его квантов. Согласно теореме Крамерса, во внешнем магнитном поле законы дисперсии электрона не являются четными функциями проекций квазиимпульса, если периодический потенциал поля сверхрешетки не обладает центром инверсии $V(r) \neq V(-r)$. Поэтому при переходах носителей под действием электромагнитой волны из частично заполненной магнитной подзоны в незаполненную в системе возникает ненулевой поверхностный ток. Рассчитана плотность такого поверхностного тока с учетом вероятностей квантовых переходов

Введение

Предметом исследования является двумерный электронный газ в области полупроводникового гетероперехода с поверхностной двоякопериодической сверхрешеткой с периодом a, помещенный в постоянное однородное перпендикулярное магнитное поле. На рис. 1 представлена типичная схема такой структуры.

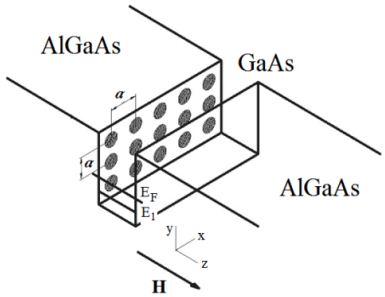


Рис. 1. Модель гетероперехода с поверхностной сверхрешеткой

Подобные структуры могут быть созданы методом электронной литографии высокого разрешения.

В настоящей работе в приближении сильного магнитного поля (энергия циклотронного кванта много больше амплитуды периодического потенциала) получено обобщенное уравнение Харпера [1], определяющее электронные волновые функции и электронный спектр. Решающую роль в теории играет параметр p/q (p и q – целые числа) – число квантов магнитного потока через элементарную ячейку решетки. При этом каждый уровень Ландау расщепляется периодическим потенциалом на p магнитных подзон. Волновые функции электрона, удовлетворяющие условиям Блоха – Пайерлса, определены в базисе симметризованных линейных комбинаций осцилляторных функций Ландау [2]. В отсутствие центра инверсии периодического электростатического поля сверхрешетки, согласно теореме Крамерса, законы дисперсии электрона в магнитных подзонах не являются четными функциями проекций его квазиимпульса вследствие нарушения симметрии по отношению к обращению времени.

В отсутствие симметрии энергетического спектра в $\boldsymbol{k}$-пространстве в переменном электромагнитном поле должен наблюдаться фотогальванический эффект – продольный постоянный электрический ток в гетеропереходе, облучаемом электромагнитной волной, распространяющейся перпендикулярно к поверхности структуры. Этот эффект был предсказан и экспериментально изучался в полупроводниковых кристаллах с нарушенной симметрией спектра носителей вследствие спин-орбитального взаимодействия в электронном газе [3, 4].

Теоретическая модель, метод расчета и результаты

Гамильтониан, описывающий квантово-механическое движение электрона в рассматриваемой системе, имеет вид $\hat{H} = \hat{H}_0 + V(x,y)\hat{E}$, где $\hat{H}_0$ – гамильтониан электрона в постоянном однородном магнитном поле, $\hat{E}$ – единичный оператор. Рассмотрена модель нецентросимметричного потенциала электростатического поля сверхрешетки, когда

$$V(x,y) = V_0\Big(cos^2(\pi x/a)\cdot cos^2(\pi y/a) + \\ +cos^2\big(\pi(y-d_y)/a\big)\cdot\big(cos^2(\pi(x-d_x)/a) + \\ +cos^2(\pi(x+d_x)/a)\big)\Big).$$

Управляющими параметрами модели являются смещения $d_{x,y}$, так что при их занулении потенциал восстанавливает свою инверсионную симметрию. Действие на электрон электромагнитной волны учитывается по теории возмущений. Волна линейно поляризована в x-направлении и распространяется перпендикулярно плоскости газа носителей. В достаточно сильном магнитном поле, когда магнитные подзоны хорошо разрешены по энергии и могут быть соотнесены с положением уровня Ландау. Прямые переходы в спектре наиболее вероятны между подзонами соседних уровней Ландау, поскольку волна линейно поляризована. Постоянное магнитное поле таково, что реализуется случай рационального значения числа квантов магнитного потока через элементарную ячейку сверхрешетки $\Phi/\Phi_0 = eHa^2/2\pi\hbar c = p/q = 3/1$. Эффективная масса m^* электрона в GaAs взята рав-

ной 0,067m_e, период решетки a = 50 нм. Уровень Ферми таков, что заполнена низшая магнитная подзона Ландау. Это соответствует концентрациям носителей порядка $n = 10^{11}$ см$^{-2}$. В рассматриваемой модели смещения $d_{x,y}$ полагались равными между собой и не превышали половины периода сверхрешетки. Расчетам поверхностной плотности поперечного тока

$$\boldsymbol{j}^{\mu} = (2e/h^3) \int \boldsymbol{v}^{\mu} |M^{1\mu}|^2 \, dp_x dp_y$$

при переходах из первой (основной) в свободную μ-ю магнитную подзону соседнего уровня Ландау предшествовали вычисления поля групповых скоростей $\mathbf{v}^{\mu}$ и вероятности перехода между состояниями подзон $|M^{1\mu}|^2$.

На рис. 2 приведены результаты расчетов x- и y-проекций поверхностного тока в условиях возникновения фотогальванического эффекта в изучаемых модельных структурах. Переходы в спектре наиболее интенсивны между основной магнитной подзоной нулевого уровня энергии в магнитном поле и нижней магнитной подзоной, относящейся к первому уровню Ландау. В зависимости от величины отношения $d_{x,y}$ к периоду сверхрешетки проекция плотности тока меняет знак вследствие знакопеременности проекций поля групповых скоростей носителей, опеределяемых законом дисперии. В случае, когда потенциал поля сверхрешетки центросимметричен $(V(\boldsymbol{r}) = V(-\boldsymbol{r}))$, вектор плотности тока равен нулю, и фотогальванический эффект в газе носителей отсутствует.

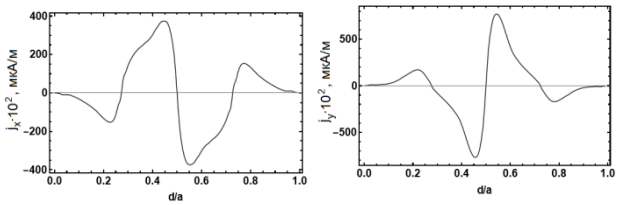


Рис. 2. Зависимость проекций $\boldsymbol{j}^{14}$ плотности поверхностного тока от величины отношения $d_{x,y}/a$ при $d_x = d_y$, $V_0 = 1$ мэВ, $a = 50$ нм, $p/q = 3/1$. Переходы из основной магнитной подзоны нулевого уровня в низшую подзону первого уровня Ландау

Финансирование

Работа поддержана Министерством науки и высшего образования РФ в рамках госзадания № FSWR-2023-0035.

Литература

1. P. G. Harper // Proc. Phys. Soc. M. 68. 874 (1955).
2. F. A. Butler, E. Brown // Phys. Rev. B. 166. 630 (1968).
3. А. В. Андрианов и др. // ЖЭТФ. 81, 2080 (1981).
4. Zhenbang Dai and Andrew M. Rappe // Chem. Phys. Rev. 4. 011303 (2023).

Энергетический подход к уравнениям электронной гидродинамики

А. С. Петров*, Д. А. Свинцов

Лаборатория оптоэлектроники двумерных материалов МФТИ (Физтех), Институтский пер., 9, Долгопрудный, 141701
*petrov.as@mipt.ru

В работе представлен энергетический подход к уравнениям электронной гидродинамики и описаны его приложения к задачам современной плазмоники радио- и дальнего ИК-диапазонов.

Во многих прикладных задачах требуется описание электронного транспорта в твердых телах. Мощным, но весьма абстрактным подходом является многочастичный формализм [1]. Более наглядной, пусть и менее строгой, является гидродинамическая модель, уже почти век применяющаяся для описания различных эффектов в электронном газе [2–4]. Хотя формально для ее применения частота электрон-электронных столкновений должна быть доминирующей в системе, на практике применимость модели гораздо шире. Так, с ее помощью успешно описываются терагерцовые плазменные волны [3, 4].

Несмотря на богатую историю, применение гидродинамической модели транспорта, как правило, фокусируется на конкретных конфигурациях физических устройств, оставляя в стороне общие свойства электронного транспорта. Эти свойства кардинально отличаются от свойств классической жидкости, так как электронная «жидкость» является сжимаемой и заряженной.

В данной работе мы развиваем операторный подход к уравнениям электронной гидродинамики на примере двумерного электронного газа. Оказывается, линеаризованные уравнения непрерывности, Навье – Стокса и Пуассона могут быть записаны в операторной форме, и при должном определении вектора и скалярного произведения в получившемся гильбертовом пространстве мы получим удобный формализм, во многом аналогичный квантовой механике. Возможна альтернативная формулировка теории на основе интегральных свойств уравнений Эйлера и непрерывности.

Теоретический формализм

Динамику электронов мы описываем с помощью уравнений непрерывности, Эйлера и Пуассона, которые могут быть представлены в матричной форме [5]:

$$\left(\hat{\Omega} + \hat{V}_{drift} + \hat{V}_{sc} + \hat{V}_{magn}\right)\mathbf{\Phi} = \Omega\mathbf{\Phi};$$

$$\hat{\Omega} = -i\begin{pmatrix} 0 & \partial_x(n_0\,\cdot) & \partial_y(n_0\,\cdot) \\ \frac{e^2}{m}\partial_x \int d^2r' G(\mathrm{r},\mathrm{r}')\cdot & 0 & 0 \\ \frac{e^2}{m}\partial_y \int d^2r' G(\mathrm{r},\mathrm{r}')\cdot & 0 & 0 \end{pmatrix};$$

$$V_{drift} = -i\begin{pmatrix} \partial_x(v_0\,\cdot) & 0 & 0 \\ 0 & \partial_x(v_0\,\cdot) & 0 \\ 0 & 0 & v_0\partial_x(\cdot) \end{pmatrix};$$

$$V_{sc} = -\frac{i}{\tau_{sc}}\begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}; \qquad (1)$$

$$V_{mag} = -i\omega_c\begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 \\ 0 & -1 & 0 \end{pmatrix}.$$

Здесь Ω – собственная частота плазмона, e – заряд электрона, m – его эффективная масса, $G(r, r')$ – электростатическая функция Грина, n_0 – плотность носителей заряда в двумерном электронном газе (ДЭГ), v_0 – скорость дрейфа этих носителейτ_{sc} – время релаксации импульса из-за рассеяния на примесях/фононах, η – динамическая вязкость, ω_c – циклотронная частота. Состояние плазмона в такой модели описывается вектором состояния $\mathbf{\Phi} = \{\boldsymbol{n}, \boldsymbol{u_x}, \boldsymbol{u_y}\}^{\boldsymbol{T}}$, включающим в себя Ω – фурье-компоненты вариации плотности носителей заряда и проекций скорости.

Для построения гильбертова пространства определим скалярное произведение:

$$\langle\Phi_n|\Phi_m\rangle = \int_{2DEG} d^2\boldsymbol{r}\,(\Phi_n^*)^T\hat{H}\,\Phi_m. \qquad (2)$$

Здесь $\hat{H}$ – гамильтониан плазмона. Действительно,

$$\left\langle\Phi_l\middle|\hat{H}\middle|\Phi_l\right\rangle = \frac{1}{2}\iint e^2 n_l(\boldsymbol{r})G(\boldsymbol{r},\boldsymbol{r}')n_l^*(\boldsymbol{r}')d\boldsymbol{r}d\boldsymbol{r}' + \\ + \frac{1}{2}\int n_0(\boldsymbol{r})v_l(\boldsymbol{r})^2 d\boldsymbol{r} = \Pi_l + K_l. \qquad (3)$$

Построение гильбертова пространства завершено. Теперь, следуя стандартному курсу теории возмущений квантовой механики, нетрудно получить выражение для поправки к собственной частоте плазмона, возмущенного воздействием $\hat{V}$:

$$\delta\Omega = \frac{\left\langle\Phi_n\middle|\hat{H}\hat{V}\middle|\Phi_n\right\rangle}{\left\langle\Phi_n\middle|\hat{H}\middle|\Phi_n\right\rangle}.$$

Приложения теории

Группой коллег из ИФТТ РАН были измерены спектры поглощения радиоизлучения в ДЭГе в гетероструктурах GaAs/AlGaAs, вырезанных в форме диска и квадрата [6] (рис. 1). Видно, что моды в диске «не замечают» друг друга, тогда как у мод в квадрате наблюдается взаимодействие (антипересечение). Разработанный операторный подход дает качественную и количественную интерпретацию данному явлению: взаимодействию мод отвечают недиагональные матричные элементы оператора магнитного поля, которые тождественно зануляются в геометрии диска (из-за симметрии: на длине окружности может уложиться лишь целое число длин волн), но не зануляются в квадрате (на стороне квадрата может укладываться как целое, так и полуцелое число длин волн).

Наш формализм оказывается также удобным при описании магнитодисперсии плазменных волн в различных геометриях, а также служит основой для построения теории возмущений. Построенная теория [5] позволяет установить ряд общих свойств плазменных волн в двумерном электронном газе: условия их самовозбуждения под действием постоянного элек-

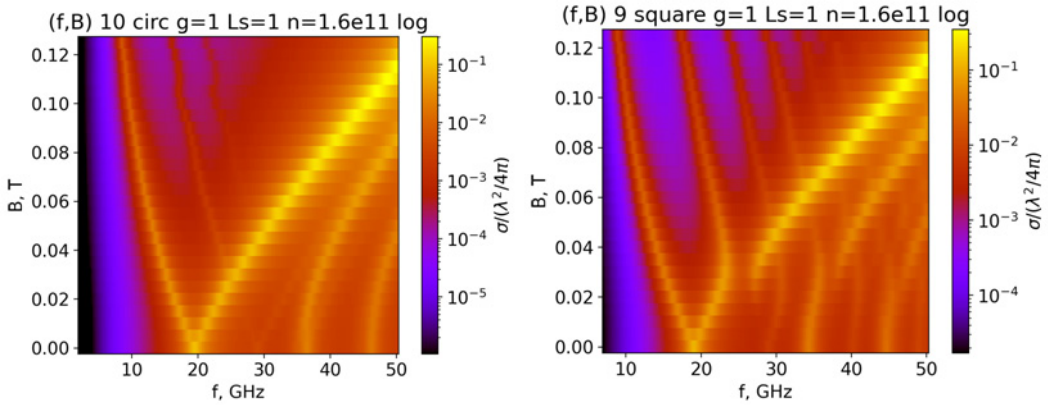


Рис. 1. Экспериментальные спектры поглощения ДЭГ в гетероструктурах GaAs/AlGaAs в геометрии диска (слева) и квадрата (справа)

трического поля, оптимальные конфигурации устройств для максимизации инкремента нарастания и влияние вязкости [7], а также значительно упрощает математические выкладки, что позволяет описать неустойчивость межкраевого магнитоплазмона в строгой электростатической модели [8].

Финансирование

Исследование поддержано грантом Российского научного фонда № 23-71-01013.

Литература

1. F. Stern // Phys. Rev. Lett. 1967. V. 18. P. 546–548.
2. F. Bloch // Zeitschrift fur Physik. 1933. V. 81. P. 363–376.
3. A. Fetter // Ann. Phys. 1973. V. 81. P. 367–393.
4. M. Dyakonov, and M. Shur // Phys. Rev. Lett. 1993. V. 71. P. 2465–2468.
5. A. S. Petrov, and D. Svintsov // Phys. Rev. B. 2019. V. 99. P. 195437.
6. A. M. Zarezin, D. Mylnikov, A. S. Petrov, et al. // Phys. Rev. B. 2023. V. 107. P. 075414
7. A. S. Petrov, and D. Svintsov // Phys. Rev. Appl. 2022. V. 17. P. 054026.
8. A. S. Petrov, and D. Svintsov // Phys. Rev. B. 2020. V. 102. P. 121402(R).

Быстродействующие мостиковые фотодиоды на основе InAs/InAsSbP-гетероструктур

А. А. Пивоварова*, Е. В. Куницына, Г. Г. Коновалов, С. О. Слипченко, А. А. Подоскин, И. А. Андреев, Н. А. Пихтин, Н. Д. Ильинская, Ю. П. Яковлев

[1]Физико-технический институт им. А. Ф. Иоффе РАН, ул. Политехническая, 26, Санкт-Петербург, 194021
*Pivovarova.antonina@iropto.ioffe.ru

В работе представлены быстродействующие мостиковые InAs/InAsSbP фотодиоды для ближнего и среднего ИК-диапазонов. Приборы обладают максимальной спектральной чувствительностью в диапазоне 2,8–3,1 мкм. Величина темнового тока составляет 2-3 мкА при малых обратных смещениях U_{rev} < 0,02 В, емкость C = 3,4−3,6 пФ при U_{rev} = 0 В. Исследование быстродействия показало, что время фотоотклика созданных фотодиодов составляет 100−140 пс.

В настоящее время развитие систем лазерной дальнометрии и локации, открытых оптических систем связи на основе современных лазеров [1, 2] требует разработки быстродействующих фотодиодов, способных регистрировать когерентное излучение с нано- и пикосекундной длительностью импульса в средней ИК-области спектра.

Для *p*-*i*-*n*-фотодиодов быстродействие определяется временем зарядки-разрядки собственной емкости *p*-*n*-перехода. Следовательно, для увеличения быстродействия такого прибора необходимо уменьшать его емкость путем снижения концентрации носителей в активной области либо уменьшения площади фоточувствительной площадки.

В данной работе были созданы неохлаждаемые быстродействующие InAs/InAsSbP-фотодиоды мостиковой конструкции (Air Bridge). Особенность данной конструкции заключается в вынесении контактной площадки на отдельностоящую опорную мезу, благодаря чему площадь *p*-*n*-перехода чувствительной мезы и, соответственно, емкость фотодиода уменьшаются. Ранее эта конструкция была нами реализована на основе GaSb [3].

Гетероструктуры InAs/InAsSbP были выращены методом MOCVD на подложках *n*-InAs(111). Поверх автоэпитаксиального нелегированного слоя *n*-InAs толщиной 7-8 мкм с концентрацией носителей 1×10^{16} см$^{-3}$ выращивался широкозонный слой $InAs_{0,27}Sb_{0,23}P_{0,50}$ *p*-типа проводимости с концентрацией порядка 1×10^{18} см$^{-3}$, толщиной около 1 мкм. Наличие широкозонного слоя с шириной запрещенной зоны Eg ~ 0,6 эВ позволяет существенно расширить диапазон спектральной чувствительности в коротковолновой области. В представленной гетероструктуре *p*-*n*-переход располагается в активной области *n*-InAs на расстоянии 1,5−2,0 мкм от гетерограницы InAsSbP/InAs.

Фотодиоды мостиковой конструкции создавались с помощью методов стандартной оптической литографии. При получении диэлектрических и металлических слоев использовался метод взрывной литографии. Для изоляции контактной площадки от опорной мезы наносился диэлектрический слой методом магнетронного распыления. Омический контакт к слою InAsSbP формировался напылением системы Cr-Au-Ni-Au с помощью метода высоковакуумного термического испарения. Вывод омического контакта на опорную мезу также формировался методом термического испарения системы Cr-Au, после чего проводилось утолщение данного вывода путем селективного гальванического осаждения золота до толщины 2−3 мкм. При электрохимическом осаждении наблюдается краевой эффект, в результате чего образуется «швеллер», т. е. балка имеет ребра жесткости, что увеличивает ее механическую прочность. Сплошной тыльный контакт формировался после утонения подложки путем послойного напыления системы Cr-Au-Ni-Au и системы Cr-Au методом высоковакуумного термического испарения. Для создания мезоструктур и разделительных канавок использован метод жидкостного химического травления. Далее проводилось разделение на чипы, фотодиоды монтировались на корпус TO-18 из никелевого сплава с золочением.

Результаты

Ключевым этапом создания быстродействующих фотодиодов мостиковой конструкции является получение воздушного тоннеля под металлическим мостиком, обеспечивающего электрическую изоляцию слоев гетероструктуры между фоточувствительной и опорной мезами. Экспериментально установлено, что наличие открытых участков золота в травителе $HBr:H_2O_2$, стандартного для данных материалов, оказывает негативное влияние на ход процесса и затрудняет латеральное травление под металлическим мостиком. Поэтому при создании фотодиодов мостиковой конструкции на основе гетероструктур InAs/InAsSbP была разработана топология прибора, позволяющая полностью исключить контакт металла как с травителем, так и с полупроводником. В результате были получены механически прочные фотодиоды мостиковой конструкции (рис. 1).

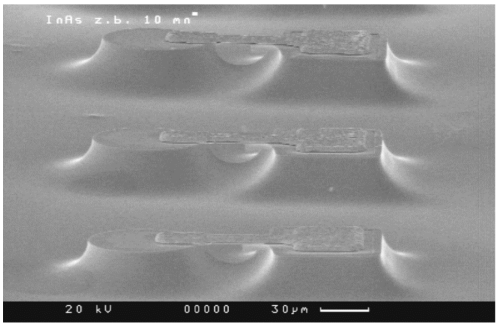


Рис. 1. СЭМ-изображение мостиковых фотоприемников на основе гетероструктуры InAs/InAsSbP

Исследование спектральных характеристик полученных приборов показало, что длинноволновая граница чувствительности (на уровне 10% от максимума) составлят 3,8 мкм при комнатной температуре, максимальная спектральная чувствительность наблюдается в диапазоне 2,8–3,1 мкм (рис. 2).

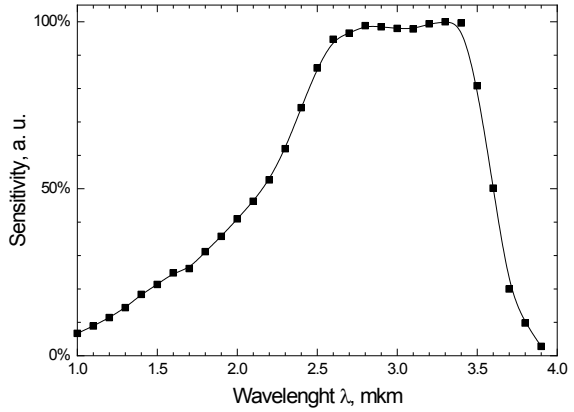


Рис. 2. Распределение спектральной чувствительности InAs/InAsSbP фотодиодов

Исследование вольт-амперных характеристик показало, что величина темнового тока для различных образцов составила ~~2~~3 мкА при малых обратных смещениях $U_{rev} < 0{,}02$ В, дифференциальное сопротивлением в нуле смещения R_0 = 1,0–5,6 кОм. Емкость лучших приборов составила C = 3,4−3,6 пФ при $U_{rev} = 0$.

Проведено исследование быстродействия (времени фотоотклика) созданных приборов. Изучение динамики фотоотклика InAs/InAsSbP-фотодиодов проводилось с помощью InP/InGaAs-лазера с длиной волны излучения 1,55 мкм. Полупроводниковый лазер накачивался импульсами тока длительностью не более 500 пс. Для проведения измерений образцы фотодиодов в корпусе ТО-18 монтировались на высокочастотную линию (ВЧ) с SMA-выходом. ВЧ-линия обеспечивала подачу напряжения смещения на фотоприемник и служила согласованной (50 Ом) нагрузкой. Импульс фотоответа был изучен при различных вариантах фокусировки лазерного излучения (в центре фоточувствительной площадки и при смещении на 10 мкм от ее центра и на краю). При фокусировке в центре мезы, либо на небольшом расстоянии от центра, импульсы фотоответа различаются несущественно. Однако при фокусировке на краю мезы чувствительность на спаде сигнала становится выше. Мы полагаем, что это связано с засветкой подложки InAs, когда часть носителей заряда диффундирует из подложки к *p-n*-переходу и вносит свой вклад в фотоответ.

Исследование показало, что быстродействие фотодиодов составляет 100−140 пс.

Выводы

Созданы быстродействующие мостиковые фотодиоды на основе InAs/InAsSbP-гетероструктур. Разработанные приборы обладали максимальной спектральной чувствительностью в диапазоне 2,8–3,1 мкм и дифференциальным сопротивлением в нуле смещения R_0 = 1,0–5,6 кОм. Величина темнового тока составила ~~2~~3 мкА при малых обратных смещениях $U_{rev} < 0{,}02$ В, емкость лучших приборов C = 3,4 −3,6 пФ при $U_{rev} = 0$ В. Проведено исследование быстродействия (времени фотоотклика) созданных фотодиодов с помощью InP/InGaAs-лазера с длиной волны излучения 1,55 мкм. Показано, что быстродействие мостиковых фотодиодов составляет 100−140 пс.

Литература

1. E. Tournie, A. N. Baranov // Semiconductors and Semimetals. 2012. V. 86. P.183−226.

2. L. J. Mawst, D. Botez // IEEE Photonics Journal. 2022. V. 14, no. 1. Art. 1508025−24.

3. И. А. Андреев, О. Ю. Серебренникова, Г. С. Соколовский, В. В. Дюделев, Н. Д. Ильинская, Г. Г. Коновалов, Е. В. Куницына, Ю. П. Яковлев. Быстродействующие фотодиоды для средней инфракрасной области спектра 1,2−2,4 мкм на основе гетероструктур GaSb/GaInAsSb/GaAlAsSb с полосой пропускания−~~2~~ ГГц // ФТП. 2013. Т. 47. С. 1009–1115.

Исследование волн зарядовой плотности в квазиодномерном проводнике NbS_3 методами ЯМР

А. С. Семакин[1], И. Р. Мухамедшин[2], С. Г. Зыбцев[3], В. Я. Покровский[3,*]

[1]Физическая лаборатория Вихухури, Университет Турку, FI-20014 TURUN YLIOPISTO, Финляндия
[2]Université Paris-Saclay, CNRS, Lab. de Physique des Solides, 1 rue Nicolas Appert, Bâtiment 510, 91405 Orsay Cedex, France
[3]ИРЭ им. В. А. Котельникова РАН, Моховая, 11, к. 7, Москва, 125009, Россия
*vadim.pokrovskiy@mail.ru

Методом ЯМР ^{93}Nb исследованы фазовые переходы с образованием волн зарядовой плотности (ВЗП) в вискерах NbS_3, в том числе, ориентированных вдоль оси **b**. Две основные группы линий, A и B, соответствуют разным положениям Nb. Переход при T_{P1} = 360 K хорошо виден по изменению положения линий в спектре и указывает на перераспределение зарядов между цепочками. Переход же при T_{P2} = 150 K виден только по максимуму на температурной зависимости скорости релаксации поперечной ядерной намагниченности ^{93}Nb, $T_2^{-1}(T)$. При этом максимум наблюдается не только в низкоомных, но и в высокоомных образцах. Результат свидетельствует о вымерзании фононной моды ниже T_{P2}, причем колебания этой моды даже выше T_{P2} достаточно медленные. Результаты указывают на то, что ВЗП-2 существует и выше 150 K, однако находится в состоянии движения, связанного с одномерными флуктуациями.

Введение

Соединение NbS_3 широко изучается в последнее время по ряду причин. Во-первых, моноклинная фаза NbS_3 уникальна формированием в ней трех волн зарядовой плотности (ВЗП), которые могут переносить заряд [1]. Во-вторых, две из них существуют при комнатной температуре. В-третьих, природа третьей ВЗП, ВЗП-2, формирующейся при T_{P2} = 150 K в низкоомных образцах, до сих пор не выяснена. К этому добавим уникальный полиморфизм NbS_3: сейчас обнаружено около 10 политипов NbS_3 (ссылки можно найти в [2, 3]).

NbS_3 растет в виде вискеров, обладающих огромной анизотропией, и является, по сути, наноструктурным материалом. Рекордные характеристики ВЗП – когерентность, скорость скольжения и частота синхронизации – получены на образцах с нанометровыми поперечными размерами [1].

Метод ЯМР очень чувствителен к локальным полям, в которых находятся атомы, имеющие магнитный момент, и позволяет различать их положения в элементарной ячейке. Метод позволяет наблюдать смещения атомов при образовании волн зарядовой плотности, оценивать плотность окружающих их электронов, а также различать состояния с застывшей и движущейся ВЗП. Так, сужение линий и появление боковых полос спектров ЯМР было использовано в качестве доказательства движения ВЗП, в частности, в $NbSe_3$ и $Rb_{0,3}MoO_3$ [4].

В данном докладе представлены исследования фазовых переходов с образованием волн зарядовой плотности в NbS_3.

Результаты

Были приготовлены наборы неориентированных вискеров и вискеров, ориентированных вдоль оси **b** наибольшей проводимости. Во всех образцах удалось различить две основные группы линий ЯМР ^{93}Nb, A и B, соответствующие неэквивалентным атомам Nb (рис. 1). Сравнивая панели (b) и (c), можно заметить анизотропию найтовского сдвига. Отметим также, что в ориентации H||b ширина *всего* спектра ЯМР максимальна. Это указывает на то, что главная ось тензора градиента электрического поля на ядрах ниобия направлена вдоль кристаллографической оси **b**. Для линии A квадрупольное расщепление ν_Q составляет ~1,8 МГц, а для линии B – ~0,5 МГц.

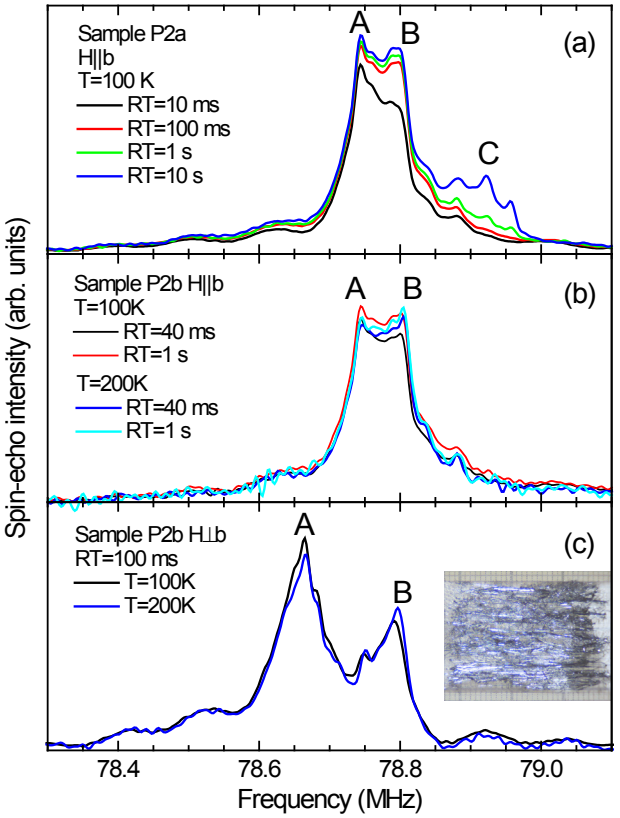


Рис. 1. Спектры центральной линии ЯМР ^{93}Nb в образцах P2a (преимущественно низкоомные вискеры) и P2b (преимущественно высокоомные вискеры). Приведены данные при T = 100 и 200 K, различном времени повторения импульсной последовательности RT, различной ориентации магнитного поля: H||**b** и $H\perp$**b**

В низкоомных образцах, кроме того, различима группа C, очевидно, связанная с дефектами (рис. 1, *a*). Время спин-решеточной релаксации для этих ядер ^{93}Nb много больше, чем для линий A и B.

Переход при T_{P1} = 360 K хорошо виден по изменению положения линий A и B в спектре ЯМР ^{93}Nb [1]. При этом на линии A происходит увеличение сдвига, а на линии B – уменьшение, что указывает на пере-

распределение зарядов между цепочками при этом переходе. Переход же при T_{P2} = 150 К можно увидеть только по максимуму на температурной зависимости скорости релаксации поперечной ядерной намагниченности ^{93}Nb, $T_2^{-1}(T)$ (рис. 2). При этом в релаксации продольной намагниченности, на зависимости $T_1^{-1}(T)$, особенностей не наблюдается. Отсутствие максимума $T_1^{-1}(T)$ может означать, что колебания моды, вымерзающей в области T_{P2}, даже выше T_{P2} достаточно медленные и не оказывают влияния на релаксацию продольной намагниченности ни при каких температурах. Это можно объяснить, предположив, что ВЗП-2 существует и выше 150 К, однако находится в состоянии движения, связанного с одномерными флуктуациями. Эта особенность ВЗП-2 подтверждает, что NbS_3 – одно из наиболее анизотропных соединений группы трихалькогенидов.

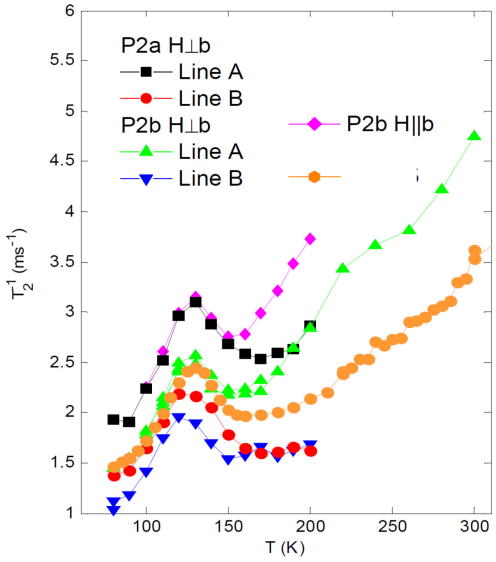


Рис. 2. Температурные зависимости скорости релаксации поперечной ядерной намагниченности ^{93}Nb в образцах P2a и P2b при различной ориентации магнитного поля *H*. Также приведены ранее измеренные нами данные в неориентированном образце NbS_3–II [1]

Наиболее неожиданным стало наблюдение практически одинаковых особенностей $T_2^{-1}(T)$ для низкоомных и высокоомных образцов. Ранее считалось, что переход при T_{P2} = 150 К с образованием ВЗП-2 наблюдается только в низкоомных образцах [1]. Поэтому мы решили еще раз проанализировать ВАХ высокоомных образцов в области T_{P2}. Хотя на температурных зависимостях порогового напряжения V_t мы не увидели существенных особенностей в области 150 К, ниже 150 К на ВАХ мы заметили размытие порога: срыв ВЗП-1 становится менее резким. Для количественного описания размытия кривые $\sigma_d(V)$ в области $V < V_t$ были приближены квадратичным полиномом: $\sigma_d/\sigma_d(0) = 1 + aV^2$. Оказалось, что резкий рост коэффициента a в зависимости от T начинается именно вблизи 150 К. Это означает, что данная температура является особой точкой и для высокоомных образцов.

Выводы

Данные ЯМР свидетельствуют о том, что в NbS_3-II при T_{P2} = 150 К происходит вымерзание (критическое замедление частоты колебаний) некоторой фононной моды, равноудаленной от атомов Nb, находящихся во всех узлах решетки, причем не принадлежащих дефектам кристалла. Выше T_{P2} эта фононная мода находится в движении, однако частота колебаний достаточно низкая, меньше использованной частоты ЯМР 78 МГц, о чем свидетельствует отсутствие особенности в продольной релаксации, $T_1^{-1}(T)$.

Структурный переход при 150 К происходит во *всех* образцах NbS_3-II, в том числе – в высокоомных. Следовательно, механизм перехода не является пайерлсовским. Вероятнее всего, происходит переход Келдыша – Копаева [5], известный также как формирование экситонного диэлектрика [6]. В высокоомных образцах это искажение оказывает слабое влияние на транспортные свойства. Тем не менее размытие порогового поля ВЗП-1 ниже 150 К может быть следствием понижения симметрии решетки, вызванного возникновением новой периодичности. В низкоомных же образцах волновой вектор искажения решетки $\mathbf{q_2}$ (или его гармоника) оказывается близким к удвоенному фермиевскому волновому числу для электронов, остающихся свободными ниже T_{P1}. Эти электроны могут быть связаны с вакансиями серы и находиться в минизонах («карманах»), связанных с дефектами решетки. Таким образом, ниже T_{P2} эти электроны оказываются в диэлектрическом состоянии и формируют ВЗП-2.

Финансирование

Работа выполнена при поддержке гранта РНФ, проект № 22-12-00319.

Литература

1. S. G. Zybtsev et al. // Phys. Rev. B. 2017. V. 95. P. 035110.
2. S. Conejeros, P. Alemany, E. Canadell // Phys. Rev. B. 2023. V. 108. P. 214109.
3. В. П. Мартовицкий, А. Ю. Клоков, В. Я. Покровский // Письма в ЖЭТФ. 2023. Т. 118. С. 191.
4. P. Monceau // Adv. Phys. 2012. V. 61. P. 325.
5. Л. В. Келдыш, Ю. В. Копаев // ФТТ. 1964. Т. 6. С. 2791.
6. W. Kohn. // Phys. Rev. Lett. 1967. V. 19. P. 439.

Возбуждение терагерцовых плазмонных мод в графеновом квадратном микрорезонаторе

О. В. Полищук*, Д. В. Фатеев, В. В. Попов

Саратовский филиал Института радиотехники и электроники им. В. А. Котельникова РАН, ул. Зеленая, 38, Саратов, 410019
*polischuk.sfire@mail.ru

В работе рассматривается двумерно-ограниченная структура в форме графенового квадрата со стороной, сравнимой с длиной волны плазмона. Методом интегрального уравнения решена электродинамическая задача о нормальном падении линейно поляризованной в произвольном направлении терагерцовой электромагнитной волны на графеновый квадрат, расположенный в плоскости, разделяющей два полупространства с разными диэлектрическими проницаемостями. Терагерцовая волна рассеивается на графеновом квадрате и возбуждает в нем различные плазмонные моды. Рассчитаны спектры сечений экстинкции, поглощения и рассеяния в исследуемой структуре. Исследованы свойства различных типов плазмонных мод, возбуждаемых в графеновом квадрате.

Введение

В настоящее время моделирование возбуждения двумерных плазмонов проводится в основном для бесконечных структур и структур, ограниченных только в одном направлении [1–3], что не позволяет изучить важные размерные эффекты и снижает практическую ценность теоретических моделей. Плазмонные возбуждения в квадратной двумерной электронной системе на основе структуры AlGaAs/GaAs экспериментально и теоретически с использованием упрощенной модели были исследованы в работе [4].

В данной работе рассматривается двумерно-ограниченная графеновая структура в форме квадрата со стороной w, сравнимой с длиной волны плазмона. Методом интегрального уравнения решена самосогласованная (в отличие от упрощенного подхода [4]) электродинамическая задача о нормальном падении линейно поляризованной в произвольном направлении терагерцовой (ТГц) электромагнитной волны на графеновый квадрат, расположенный в плоскости, разделяющей два полупространства с разными диэлектрическими проницаемостями. Исследованы плазмонные моды различных типов, возбуждаемые в графеновом квадрате при рассеянии на нем ТГц-волны.

Результаты

Рассчитаны спектры сечений экстинкции, поглощения и рассеяния ТГц-волны при ее падении на графеновый квадрат. Сечение поглощения ТГц-волны $S^{(ab)}$ вычислялось путем интегрирования выражения Джоуля – Ленца для плотности поглощаемой мощности по геометрической площади графенового квадрата, а сечение экстинкции $S^{(ex)}$ вычислялось с использованием так называемой оптической теоремы. Сечение рассеяния $S^{(sc)}$ вычислялось в результате интегрирования потока энергии Умова – Пойнтинга по всем углам рассеянных от графенового квадрата плоских электромагнитных волн. При всех вычислениях контролировалось выполнение закона сохранения энергии $S^{(ex)} = S^{(ab)} + S^{(sc)}$.

Показано, что экстинкция, поглощение и рассеяние ТГц-волны не зависят от поляризации электрического поля падающей волны вследствие симметрии структуры. Далее для более простой демонстрации физики исследуемых явлений положим, что электрическое поле падающей ТГц-волны линейно поляризовано вдоль одной из сторон графенового квадрата (для определенности, вдоль x-направления).

На рис. 1 представлен спектр сечения поглощения, нормированного на геометрическую площадь графенового квадрата, для основного и высших плазмонных резонансов.

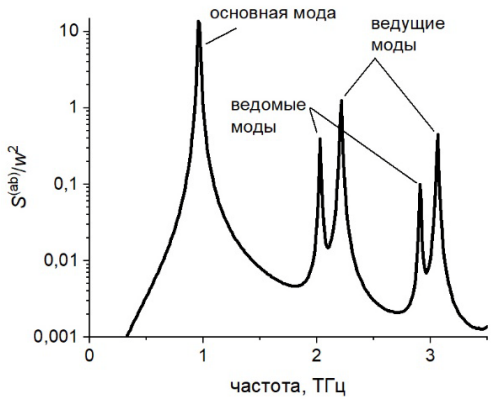


Рис. 1. Спектр сечения поглощения $S^{(ab)}$, нормированного на геометрическую площадь графенового квадрата со стороной $w = 10$ мкм

Видно, что сечение поглощения в основном плазмонном резонансе существенно превышает геометрическую площадь графенового квадрата.

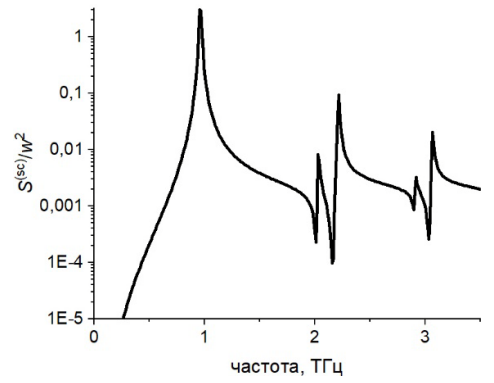


Рис. 2. Спектр сечения суммарного (вперед и назад) рассеяния $S^{(sc)}$, нормированного на геометрическую площадь графенового квадрата со стороной $w = 10$ мкм

Поглощение является основным механизмом экстинкции падающей волны, так как сечение суммарного (вперед и назад) рассеяния $S^{(sc)}$, как видно из рис. 2, на порядок величины меньше сечения погло-

щения $S^{(ab)}$. Нечетные по порядку возрастания частоты плазмонные резонансы соответствуют возбуждению простых дипольных плазмонных мод, в которых колебания электрических зарядов в графеновом квадрате происходят преимущественно вдоль направления поляризации электрического поля падающей волны (вдоль *x*-координаты), рис. 3, *а* и 3, *в*. Четные по порядку следования с ростом частоты плазмонные резонансы связаны с возбуждением гибридных плазмонных мод. Колебания электрических зарядов в гибридных плазмонных модах происходят одновременно в двух взаимно перпендикулярных направлениях (вдоль *x*- и *y*-направлений), см. рис. 3, *б*. Важно отметить, что колебания электрических зарядов в гибридной моде в двух взаимно перпендикулярных направлениях имеют разную четность количества узлов стоячей волны. В направлении вдоль поляризации электрического поля имеется нечетное число узлов колебания электрических зарядов и соответственно четное число узлов колебания плотности электрического тока, тогда как в поперечном направлении имеется четное число узлов колебания электрических зарядов и соответственно нечетное число узлов колебания плотности электрического тока. Вследствие этого гибридные плазмонные моды имеют меньший суммарный дипольный момент и поэтому слабее возбуждаются внешней ТГц-волной по сравнению с простой дипольной модой. Гибридные моды возбуждаются в виде сателлитов простых дипольных плазмонных мод и, таким образом, являются ведомыми модами в паре «ведущий-ведомый». Существование гибридных плазмонных мод связано с двумерной ограниченностью структуры. Эти моды не существуют в одномерно-неоднородных графеновых структурах (например, в периодическом массиве графеновых микролент).

Выводы

Рассчитаны спектры экстинкции, поглощения и рассеяния ТГц-волны при ее падении на графеновый квадрат. Показано, что поглощение является основным механизмом экстинкции падающей волны. Сечение поглощения на частоте основного плазмонного резонанса существенно превышает геометрическую площадь графенового квадрата. Показана возможность возбуждения в графеновом квадрате как простых дипольных плазмонных мод, так и гибридных плазмонных мод, не существующих в одномерно-неоднородных графеновых структурах.

Финансирование

Работа выполнена при поддержке гранта РНФ № 22-19-00611.

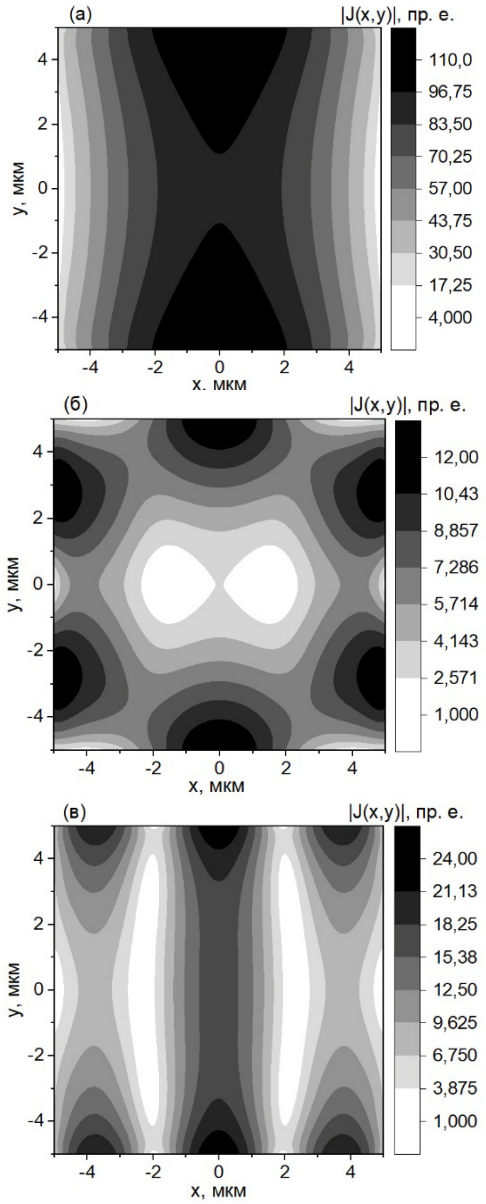


Рис. 3. Распределения модуля плотности полного (с компонентами по *x*- и *y*-координатам) индуцированного электрического тока в графеновом квадрате в основном (*а*) и следующих по частоте двух высших, соответственно (*б*) и (*в*), плазмонных резонансах

Литература

1. Yu. V. Bludov, A. Ferreira, N. M. R. Peres, and M. I. Vasilevskiy // IJMPB. 2013. V. 27. No. 10. P. 3141001.

2. V. V. Popov, O. V. Polischuk, A. R. Davoyan, et al. // PRB. 2013. V. 86. P. 195437.

3. O. V. Polischuk, V. S. Melnikova, and V. V. Popov // APL. 2016. V. 109. P. 131101.

4. A. M. Zarezin, D. Mylnikov, A. S. Petrov, D. Svintsov, et al. // PRB. 2023. V. 107. P. 075414.

Низкотемпературный гистерезис фазового перехода β⇔β' в пленках In_2Se_3

С. А. Пономарев[1,2,*], Д. И. Рогило[1], А. Ю. Миронов[1], Н. Н. Курусь[1], А. Г. Милехин[1], Д. В. Щеглов[1], А. В. Латышев[1,2]

[1]Институт физики полупроводников СО РАН, пр. Акад. Лаврентьева, 13, Новосибирск, 630090
[2]Новосибирский государственный университет, ул. Пирогова, 2, Новосибирск, 630090
*ponomarev@isp.nsc.ru

Измерены температурные зависимости сопротивления и спектров комбинационного рассеяния света пленок In_2Se_3 при охлаждении до 77 К и последующем нагреве до комнатной температуры, на которых в области температур 140–180 К наблюдается обратимый фазовый переход β-In_2Se_3 ⇔ β'-In_2Se_3. При понижении температуры до ~140 К сопротивление пленки резко снижается в ~10^4 раз с обратным переходом при нагреве до ~180 К. Спектры комбинационного рассеяния света пленки In_2Se_3 при охлаждении до 77 К и последующем нагреве до комнатной температуры также демонстрируют гистерезис в области температур 140–180 К. При охлаждении до температуры около 140 К показано исчезновение пика при 175 $см^{-1}$ с последующим появлением пиков при 155, 170 и 188 $см^{-1}$. Пик при 175 $см^{-1}$ снова возникает и сохраняется при нагреве до комнатной температуры.

Введение

После открытия графена в начале XXI века возник интерес к изучению слоистых двумерных (2D) материалов как перспективных кандидатов для будущей микроэлектроники, фотоники и фотовольтаики в связи с тем, что данный класс материалов обладает полупроводниковыми, металлическими, диэлектрическими свойствами и свойствами топологических изоляторов [1]. Слоистый In_2Se_3 имеет потенциал применения в солнечных фотоэлементах, фотоприемниках, работающих в диапазоне от УФ до ближнего ИК, а также устройствах памяти [1].

Недавно экспериментально обнаружено и теоретически предсказано около десяти фаз In_2Se_3 [2, 3], однако, принимая во внимание стабильность фаз в нормальных условиях и их известные электрофизические свойства, в качестве кандидатов на технологическое применение обращают на себя внимание фазы α-, β-, γ-In_2Se_3; остальные фазы In_2Se_3 нестабильны или вовсе не существуют в нормальных условиях [4, 5]. В ряде случаев слоистый In_2Se_3 может совершать фазовые преходы, так, например, в области 200–250 °C наблюдается обратимый фазовый переход между фазами α- и β-In_2Se_3 [5]. Переключение между α- и β-фазами делает этот материал перспективным для устройств хранения информации [6]. Несмотря на вышеописанное, исследование контролируемого роста заданной фазы In_2Se_3 и изучение электронных свойств остаются актуальными темами исследований для потенциальных приложений в области современной электроники.

Результаты

Пленки In_2Se_3 толщиной 8 и 70 нм выращивались в колонне отражательного электронного микроскопа на поверхности подложки Si(111) с размерами 8×1×0,38 мм (*n*-тип, ~0,3 Ом·см) при температуре 723 К и соотношении потоков Se/In > 3/2 [7]. На рис. 1 представлена температурная зависимость электрического сопротивления пленки In_2Se_3 толщиной 8 нм. В диапазоне 20–40 К наблюдается плавный гистерезис сопротивления без резких изменений. Второй гистерезис находится в диапазоне 140–180 К [7]. При охлаждении образца от комнатной температуры в районе 140 К наблюдалось резкое уменьшение сопротивления в ~10^4 раз. Обратный переход происходил при последующем повышении температуры выше 180 К.

Аналогичный скачок сопротивления на 3 порядка был обнаружен в интервале 323–473 К, соответствующий переходу из фазы α-In_2Se_3 в фазу β-In_2Se_3 [5]. В нашем случае гистерезис имеет скачок проводимости при значительно более низких температурах (140–180 К). Недавно с помощью сканирующей туннельной микроскопии в этом диапазоне температур был обнаружен переход из β-фазы в β'-фазу [8]. Теоретически было предсказано, что β'-In_2Se_3 имеет более широкую запрещенную зону, чем β-In_2Se_3. Поскольку мы обнаружили гораздо меньшее сопротивление низкотемпературной фазы, мы предполагаем, что фаза β'-In_2Se_3 имеет высокую концентрацию структурных дефектов, которые увеличивают проводимость пленки в результате образования мелких доноров или акцепторов после структурного перехода β-In_2Se_3 ⇒ β'-In_2Se_3.

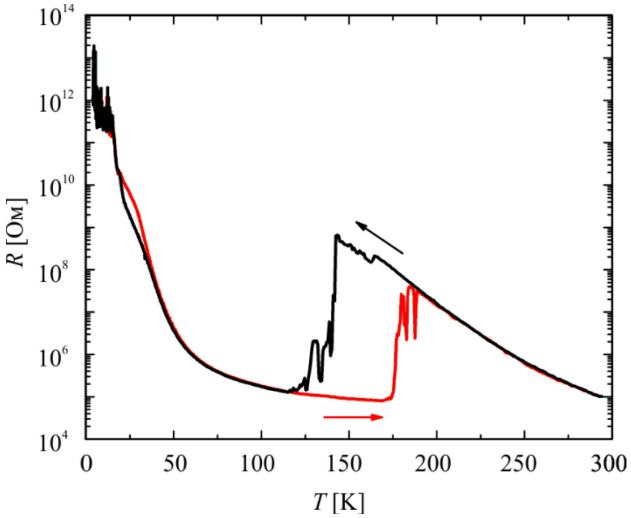


Рис. 1. Зависимость сопротивления пленки In_2Se_3 толщиной 8 нм от температуры. Красный участок соответствует нагреву, черный участок – охлаждению

Спектры комбинационного рассеяния света измерялись на оборудовании [Xplora plus, Horiba] в процессе охлаждения до 77 К и последующего нагрева до

комнатной температуры с шагом 10 К (рис. 2). При охлаждении до температур около 140 К наблюдалось исчезновение пика при 175 $см^{-1}$ и последующее появление трех пиков на сдвигах частот 155, 170 и 188 $см^{-1}$, соответствующих β' -In_2Se_3. Более того, при нагреве пленки до температуры около 180 К наблюдалось повторное появление пика при 175 $см^{-1}$, соответствующего фазе β-In_2Se_3.

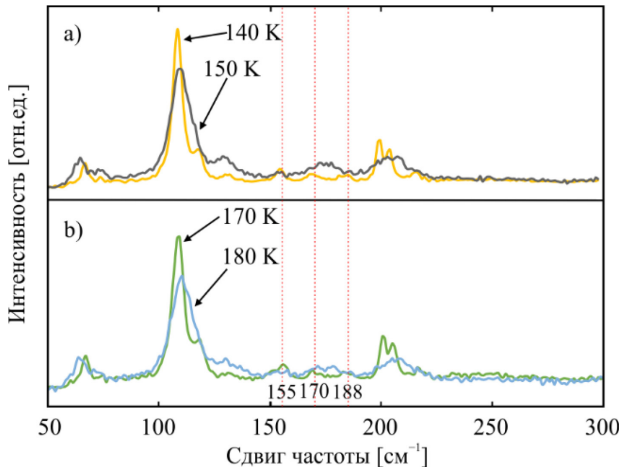


Рис. 2. Спектры комбинационного рассеяния пленки In_2Se_3 при охлаждении (*а*). Около 140 К наблюдается появление пиков при 155, 170 и 188 $см^{-1}$. Спектры комбинационного рассеяния света при нагреве (*б*). Около 180 К наблюдается исчезновение пиков при 155, 170 и 188 $см^{-1}$

Выводы

Впервые измерены спектры комбинационного рассеяния света для пленки In_2Se_3 при охлаждении до 77 К и последующем нагреве до комнатной температуры. Обнаружен гистерезис, соответствующий фазовому переходу β -In_2Se_3 ⇔ β'-In_2Se_3. При охлаждении до температуры около 140 К наблюдалось исчезновение пика при 175 $см^{-1}$ с последующим появлением пиков 155, 170 и 188 $см^{-1}$. Пик при 175 $см^{-1}$ снова появляется при нагреве до 180 К и выше. В процессе перехода происходило резкое уменьшение сопротивления в ~10^4 раз в районе 140 К. При обратном переходе около 180 К сопротивление возвращалось к своему исходному значению.

Финансирование

Работа выполнена при финансовой поддержке РНФ (грант № 22-72-10124) с использованием оборудования ЦКП «Наноструктуры».

Литература

1. S. Vishwanath, X. Liu, S. Rouvimov, et al. // J. Mater. Res. 2016. V. 31, no. 7. P. 900–910.
2. W. Li, F. Sabino, F. Lima, T. Wang, R. Miwa, A. Janotti // Phys. Rev. B. 2018. V. 98, no. 16. P. 165134.
3. X. Tao, Yi Gu // Nano Lett. 2013. V. 13, no. 8. P. 3501–3505.
4. F. Zhang, Z. Wang, J. Dong, A. Nie, J. Xiang, W. Zhu, Z. Liu, C. Tao // ACS Nano. 2019. V. 13, no. 7. P. 8004–8011.
5. C. Julien, M. Eddrief, M. Balkanski, E. Hatzikraniotis, K. Kambas // Phys. status solidi. 1985. V. 88, no. 2. P. 687–695.
6. J. Igo, M. Gabel, Z. Yu, L. Yang, Y. Gu // ACS Appl. Nano Mater. 2019. V. 2, no. 10. P. 6774–6782.
7. S. Ponomarev, D. Rogilo, A. Mironov, D. Sheglov, A. Latyshev // 2021 IEEE 22nd International Conference of Young Professionals in Electron Devices and Materials (EDM). IEEE, 2021. P. 50–53.
8. S. Rathi, D. Smith, J. Drucker // Cryst. Growth Des. 2014. V. 14, no. 9. P. 4617–4623.

Применение флуктуационного анализа изображений поверхности структур «кремний на изоляторе» для оценки деградации подвижности носителей заряда после радиационного воздействия

А. С. Пузанов[1,2,*], И. Ю. Забавичев[1,2], Н. Д. Абросимова[1], В. В. Бибикова[1,2], Е. В. Волкова[2], А. Д. Недошивина[2], А. А. Потехин[1,2], Е. А. Тарасова[2], С. В. Хазанова[2], С. В. Оболенский[2,1]

[1]Всероссийский научно-исследовательский институт экспериментальной физики, пр. Мира, 37, Саров, 607188
[2]Нижегородский государственный университет им. Н. И. Лобачевского, пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603022
*puzanov@rf.unn.ru

При помощи метода двумерного флуктуационного анализа проведена обработка изображений поверхности структур «кремний на изоляторе». Получено, что параметр Херста необлученной поверхности лежит в пределах H_0 = = 0,89…0,93; облученной гамма-квантами H_γ = 0,71…0,96; облученной нейтронами H_n = 0,55…0,91, что указывает на нестепенные корреляции функции высоты и процессы типа случайного блуждания. Рассмотрено влияние радиации на изменение среднеквадратичного отклонения и корреляционной длины микрошероховатости поверхности образцов.

Введение

Одним из механизмов снижения подвижности носителей заряда в квантово-размерных и тонкопленочных объемных транзисторных структурах является рассеяние на микрошероховатостях границ раздела области канала транзистора с прилегающими слоями. При этом время релаксации импульса электронно-дырочной плазмы и, следовательно, подвижность носителей заряда определяется автокорреляционной функцией пространственных флуктуаций потенциальных барьеров, ограничивающих канальный слой [1–3].

Радиационное воздействие существенно меняет микрошероховатость поверхности и границ раздела полупроводниковых слоев [4–6]. Таким образом, развитие методов расчетно-экспериментальной оценки основных параметров автокорреляционной функции толщины канала полевых транзисторов до и после облучения (среднеквадратического отклонения и корреляционной длины) является важной задачей радиационной физики полупроводниковых приборов.

Методика расчетов

Существуют вариации метода флуктуационного анализа [7] для двумерного случая, поэтому целесообразно рассмотреть методику расчетов детально.

На первом этапе расчетов вычислялась кумулятивная поверхность вида

$$Y_{i,j} = \sum_{n=1}^{i\le N}\sum_{m=1}^{j\le M} H_{n,m}\,, \qquad (1)$$

где H – матрица высот размером $N\times M$.

На втором этапе кумулятивная поверхность разбивалась на непересекающиеся квадратные сегменты размером $s\times s$, после чего к каждому сегменту применялась процедура детрендинга, минимизирующая функцию остатка каждого сегмента:

$$\varepsilon_{u,w,i,j} = Y_{u,w,i,j} - \widetilde{Y}_{u,w,i,j}\,, \qquad (2)$$

где $Y_{u,w}$ – сегмент кумулятивной функции, $\widetilde{Y}_{u,w}$ – его функция тренда.

Можно показать, что независимо от метода детрендинга $\left\langle \varepsilon_{u,w} \right\rangle = 0$. На третьем этапе вычислялись среднеквадратичные отклонения функции остатка для каждого сегмента в зависимости от его размера $F_{u,w}(s) = \sqrt{\left\langle \varepsilon_{u,w}^2 \right\rangle}$. Флуктуационная функция находится как среднее от среднеквадратичных отклонений функций остатков всех сегментов кумулятивной поверхности $F(s) = \left\langle F_{u,w}(s) \right\rangle \propto s^{\alpha}$. Интерес представляют значения показателя масштаба α флуктуационной функции, который равен параметру Херста для стационарного случайного процесса и больше на единицу для нестационарного случайного процесса.

Простейшей функцией тренда является горизонтальная плоскость, высота которой есть среднее сегмента кумулятивной функции, что является обобщением метода Херста [8] на двумерный случай для стационарного случайного процесса. Для двумерного нестационарного случайного процесса плоскость тренда наклоняется по обеим координатам [9], что приводит к несоответствию показателя масштаба известной шкалы для одномерного случая. Для решения данной проблемы в работах [10, 11] предложен метод построковой или постолбцовой компенсации тренда, сохраняющий шкалу показателя масштаба. Недостатком указанного подхода является игнорирование корреляции высот между столбцами при построковой компенсации или корреляции высот между строками при постолбцовой компенсации тренда.

Результаты

Результаты расчетов флуктуационной функции для образцов структур «кремний на изоляторе» [6] представлены на рис. 1, значения показателя масштаба для различных вариантов детрендинга приведены в табл. 1.

Флуктуационный метод также может быть применен к оценке среднеквадратичного отклонения микрошероховатости поверхности (рис. 2, табл. 2). В этом случае процедуре сегментирования и дентендинга подвергается непосредственно матрица высот.

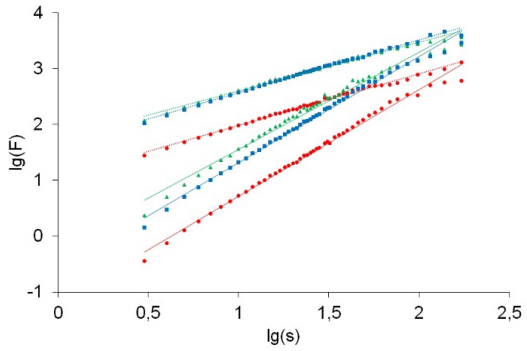


Рис. 1. Флуктуационная функция микрошероховатости поверхности образцов в зависимости от размера сегмента: (·····) – метод Херста; (–) – флуктуационный метод на плоскости; ● – до облучения; ▲ – после гамма-облучения; ■ – после нейтронного облучения

Таблица 1. Значения показателя масштаба флуктуационной функции микрошероховатости поверхности образцов: *N* – до облучения, *U* – после гамма-облучения, *R* – после нейтронного облучения

Образец / Метод расчета	*N*	*U*	*R*
Метод Херста*	0,93	0,87	0,94
Флуктуационный метод на плоскости	1,91	1,74	1,90
Флуктуационный метод компенсации тренда построковой	1,89	1,96	1,55
Флуктуационный метод компенсации тренда постолбцовый	1,93	1,71	1,91

* для нестационарного случайного процесса значение показателя масштаба в методе Херста на единицу меньше, чем для флуктуационного метода

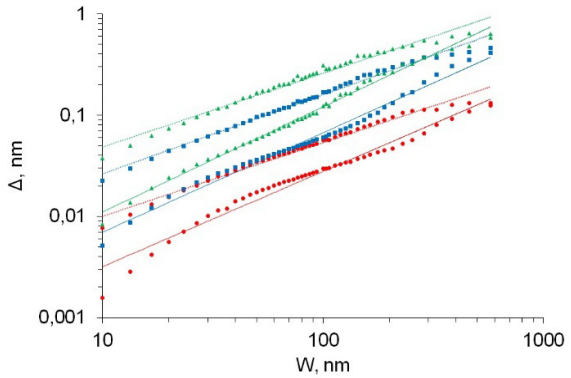


Рис. 2. Среднеквадратичное отклонение микрошероховатости поверхности образцов в зависимости от размера сегмента: (·····) – метод Херста; (—) – флуктуационный метод на плоскости; ● – до облучения; ▲ – после гамма-облучения; ■ – после нейтронного облучения

Таблица 2. Значения показателя масштаба среднеквадратичного отклонения микрошероховатости поверхности образцов: *N* – до облучения, *U* – после гамма-облучения, *R* – после нейтронного облучения

Образец / Метод расчета	*N*	*U*	*R*
Метод Херста	0,73	0,73	0,78
Флуктуационный метод на плоскости	0,94	1,04	0,98

Корреляционная длина микрошероховатости поверхности образцов слабо зависит от воздействия радиации и лежит в пределах $\Lambda = 74…131$ нм.

Уменьшение подвижности после облучения обратно пропорционально отношению квадратов произведений среднеквадратических значений микрошероховатости и корреляционных длин [1, 2]. Получено, что после облучения гамма-квантами подвижность уменьшилась в 25 раз, а после облучения нейтронами – в 12 раз, что находится в хорошем соответствии с экспериментальными данными работы [6].

Литература

1. H. Sakaki, T. Noda, K. Hirakawa, M. Tanaka, T. Matsusue // Applied Physics Letters. 1987. V. 51, no. 23. P. 1934.

2. K. Uchida, S. Takagi // Applied Physics Letters. 2003. V. 82, no. 17. P. 2916.

3. M. Lundstrom. Fundamentals of carrier transport. Cambridge: Cambridge University Press, 2000. 418 p.

4. С. В. Оболенский, Е. В. Волкова, А. Б. Логинов, Б. А. Логинов, Е. А. Тарасова, А. С. Пузанов, С. А. Королев // Письма в журнал технической физики. 2021. Т. 47, № 5. С. 38.

5. Е. В. Волкова, А. Б. Логинов, Б. А. Логинов, Е. А. Тарасова, А. С. Пузанов, С. А. Королев, Е. С. Семеновых, С. В. Хазанова, С. В. Оболенский // Физика и техника полупроводников. 2021. Т. 55, № 10. С. 846.

6. Б. А. Логинов, Д. Ю. Блинников, В. С. Второва, В. В. Кириллова, Е. А. Ляшко, В. С. Макеев, А. Р. Первых, Н. Д. Абросимова, И. Ю. Забавичев, А. С. Пузанов, Е. В. Волкова, Е. А. Тарасова, С. В. Оболенский // Журнал технической физики. 2023. Т. 93, № 7. С. 1025.

7. C.-K. Peng, S. Havlin, H. E. Stanley, A. L. Goldberger // Chaos. 1995. V. 5. P. 82.

8. H. E. Hurst // IEEE Transactions of the American Society of Civil Engineers. 1951. V. 116. P. 770.

9. A.-L. Barabasi, H. E. Stanley. Fractal concepts in surface qrowth. Cambridge: Cambridge University Press, 1995. 366 p.

10. А. В. Алпатов, С. П. Вихров, Н. В. Гришанкина // Физика и техника полупроводников. 2013. Т. 47, № 3. С. 340.

11. А. В. Алпатов, С. П. Вихров, Н. В. Рыбина // Физика и техника полупроводников. 2015. Т. 49, № 4. С. 467.

Определение парциальных плотностей электронных состояний GaSe и $CuGaSe_2$ на основе обратной задачи по данным рентгеновской фотоэмиссионной спектроскопии (XPS) с использованием синхротронного излучения

Д. И. Радзивончик[1,*], М. С. Малютин[1,2], В. И. Гребенников[1], Р. Г. Чумаков[3], Т. В. Кузнецова[1,2]

[1]Институт физики металлов им. М. Н. Михеева УрО РАН, ул. Софьи Ковалевской, 18, Екатеринбург, 620137
[2]Уральский федеральный университет имени первого Президента России Б. Н. Ельцина, ул. Мира, 19, Екатеринбург, 620002
[3]Национальный исследовательский центр «Курчатовский институт», ул. Акад. Курчатова, 1, Москва, 123182
*radzivonchik@imp.uran.ru

В работе предложен метод, который позволяет реконструировать парциальные плотности электронных состояний валентной зоны многокомпонентных систем, в частности для GaSe и $CuGaSe_2$, на основе данных рентгеновской фотоэлектронной спектроскопии (XPS) с использованием синхротронного излучения.

Введение

Для понимания физических свойств материалов необходимо знать парциальные плотности электронных состояний, образующих валентную полосу. Мы предлагаем метод, который позволяет реконструировать парциальные плотности электронных состояний (PDOS) валентной зоны на основе данных рентгеновской фотоэлектронной спектроскопии (XPS) с использованием синхротронного излучения. Использование источника синхротронного излучения позволяет плавно изменять энергию падающих на исследуемый образец рентгеновских фотонов, и таким образом «подсвечивать» парциальные вклады в фотоэлектронном спектре от различных орбитальных состояний атомов.

Метод

Решением обратной задачи на основе данных XPS можно реконструировать PDOS, образующие валентную зону соединения [1]. Связь PDOS и спектров XPS можно записать через систему уравнений:

$$\sum_j c_{ij}\, d_j(e) = I_i(e),$$

где e – энергия связи электронов, c_{ij} – нормированная величина сечения фотоионизации j-го состояния атома, $d_j(e)$ – неизвестная парциальная плотность электронного j-го состояния атома (PDOS), $I_i(e)$ – нормированная интенсивность экспериментального спектра XPS, i – индекс экспериментального спектра, который соответствует заданной энергии фотона. Зададим модельное представление для d_j(e) через сумму положительных функций (например, гауссовых функций). Тогда минимизация суммы квадратов разностей левых и правых частей системы уравнений позволяет определить модельные параметры этих функций и, следовательно, найти вид $d_j(e)$, оптимально удовлетворяющий системе уравнений. Для решения задачи необходимо, чтобы величины сечения фотоионизации орбитальных вкладов атомов в соединении достаточно хорошо отличались в используемом диапазоне энергий рентгеновских фотонов.

Результаты и обсуждение

Предлагаемый метод применен для полупроводниковых соединений GaSe и $CuGaSe_2$, которые, в частности, используются в составе гетероструктур солнечных батарей. В докладе будет представлено сравнение доминирующих PDOS валентной зоны для GaSe и $CuGaSe_2$, полученных путем решения обратной задачи на основе массива спектров XPS для энергий фотонов в пределах 50–700 эВ, с аналогичными PDOS, полученными с помощью теории функционала плотности. Визуально реконструированные PDOS для GaSe и $CuGaSe_2$ приемлемо коррелируют с результатами на основе теории функционала плотности. Таким образом, результаты демонстрируют состоятельность предлагаемого метода для получения информации о валентных состояниях многокомпонентных систем с помощью массива XPS-спектров, полученных с использованием синхротронного излучения.

Финансирование

Работа выполнена при поддержке проекта РНФ № 23-72-00067.

Литература

1. В. И. Гребенников, Т. В. Кузнецова, М. В. Якушев // Изв. РАН. Серия физическая. 2013. Т. 77, № 9. С. 1282–1285.

Генерация на модах шепчущей галереи в микродисковых лазерах на основе гетероструктур с квантовыми ямами HgCdTe/CdHgTe в окне прозрачности атмосферы

А. А. Разова[1,2,*], М. А. Фадеев[1], В. В. Румянцев[1], В. В. Уточкин[1], К. Е. Кудрявцев[1], А. А. Дубинов[1,2], В. Я. Алешкин[1,2], Н. Н. Михайлов[3], С. А. Дворецкий[3], Д. В. Шенгуров[1], Е. Е. Морозова[1], Н. С. Гусев[1], В. И. Гавриленко[1,2], С. В. Морозов[1,2]

[1]Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, 7, д. Афонино, Кстовский р-н, Нижегородская обл., 603087
[2]Нижегородский государственный университет им. Н. И. Лобачевского, пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950
[3]Институт физики полупроводников им. А. В. Ржанова СО РАН, пр. Акад. Лаврентьева, 13, Новосибирск, 630090
*annara@ipmras.ru

В работе наблюдалась генерация на модах шепчущей галереи в волноводных гетероструктурах с квантовыми ямами HgCdTe/CdHgTe с микродисковым резонатором при оптической накачке. Длина волны лазерного излучения перестраивается в окне прозрачности атмосферы от 4,6 до 3,8 мкм при изменении температуры от 9 до 230 К, достижимой при термоэлектрическом охлаждении. Установлено, что методы фотолитографии и ионного травления, используемые при изготовлении микродисковых лазеров на основе HgCdTe, существенно не ухудшают их оптические свойства.

Введение

Как известно, в гетероструктурах с квантовыми ямами (КЯ) на основе HgCdTe (КРТ) ширина запрещенной зоны перестраивается в широком диапазоне длин волн путем вариации параметров структуры и изменения температуры. Благодаря этому данный материал является перспективным для полупроводниковых лазеров в среднем инфракрасном диапазоне. Преимуществом структур с КЯ перед объемными КРТ-структурами является квазигиперболический закон дисперсии, который подавляет пороговую ожерекомбинацию. Ранее стимулированное излучение (СИ) на межзонных переходах в волноводных структурах с КЯ HgCdTe было ограничено температурами ниже 175 К, но недавно было получено СИ в окне прозрачности атмосферы 3–5 мкм при температурах, значительно превышающих 200 К [1].

Однако для получения лазерного излучения (ЛИ) необходим резонатор. Формирование резонатора путем скола граней, который обычно используется для создания полупроводниковых лазеров, в исследуемых структурах затруднено, что связано с их специфическим направлением роста (013). Поэтому в данной работе был использован альтернативный метод: безмасочная фотолитография и ионное травление. В результате были сформированы микродисковые и кольцевые резонаторы в волноводных структурах Hg(Cd)Te/CdHgTe с массивом КЯ, выступающих в качестве активной среды.

Методика эксперимента

Исследовались две гетероструктуры с 13 КЯ $Hg_{0,92}Cd_{0,08}Te/Cd_{0,75}Hg_{0,25}Te$ и с 10 КЯ $Hg_{0,85}Cd_{0,15}Te/Cd_{0,68}Hg_{0,32}Te$, толщины которых составляли 2,7 нм. Структуры были выращены методом молекулярно-лучевой эпитаксии на полуизолирующей подложке GaAs (013) с буферными слоями ZnTe и CdTe [2].

Для создания микродисковых и кольцевых резонаторов были использованы методы безмасочной литографии и ионного травления. В качестве масок использовались фоторезист и металлическая маска из Al. Травление осуществлялось ионами аргона, энергия которых составляла несколько сотен электронвольт. Глубина травления для микродисков составляла 1,6 мкм, для колец – 1 мкм. Диаметр микродиска – 50 мкм. Внешний диаметр кольца – 40 мкм, внутренний – 20 и 30 мкм. На рис. 1 приведены снимки исследуемых мез, сделанные с помощью сканирующего электронного микроскопа (СЭМ) SUPRA 50VP (Carl Zeiss).

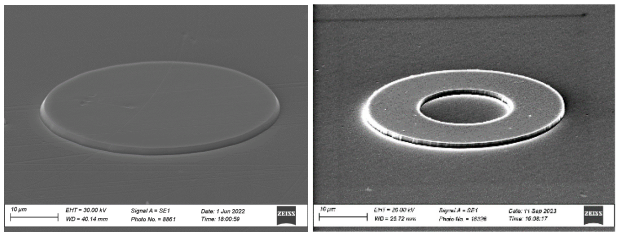


Рис. 1. Снимки СЭМ микродискового и кольцевого резонаторов волноводных структур с КЯ Hg(Cd)Te/CdHgTe

Исследования спектров излучения проводились с помощью фурье-спектрометра Bruker Vertex 80v, работающего в режиме пошагового сканирования. Образец устанавливался на холодный палец гелиевого криостата замкнутого цикла, оптически сопряженного с одним из входов спектрометра с помощью эллиптического зеркала. Измерения спектров проводились в диапазоне температур 8–300 К при возбуждении импульсным оптическим параметрическим генератором, излучающим на длине волны 2 мкм, с длительностью импульса 10 нс, частотой следования импульсов 10 Гц и максимальной интенсивностью до 1 МВт/см$^{-2}$ при диаметре пучка 8 мм. Интенсивность накачки ослаблялась с помощью набора оптических фильтров. В качестве детектора излучения использовался HgCdTe-приемник Kolmar Technologies D317.

Результаты

На рис. 2 представлены спектры ЛИ при 9, 190 и 230 К для микродиска диаметром 50 мкм. Видно, что при 9 К спектр ЛИ состоит из множества узких пиков и покрывает область спектра от 260 до 270 мэВ. С увеличением температуры количество пиков уменьшается. Это связано с возбуждением не только высокодобротных мод типа мод шепчущей галереи (МШГ), но и низкодобротных – мод типа резонатора

Фабри – Перо. С повышением температуры количество пиков уменьшается, поскольку моды с низкой добротностью начинают гаснуть.

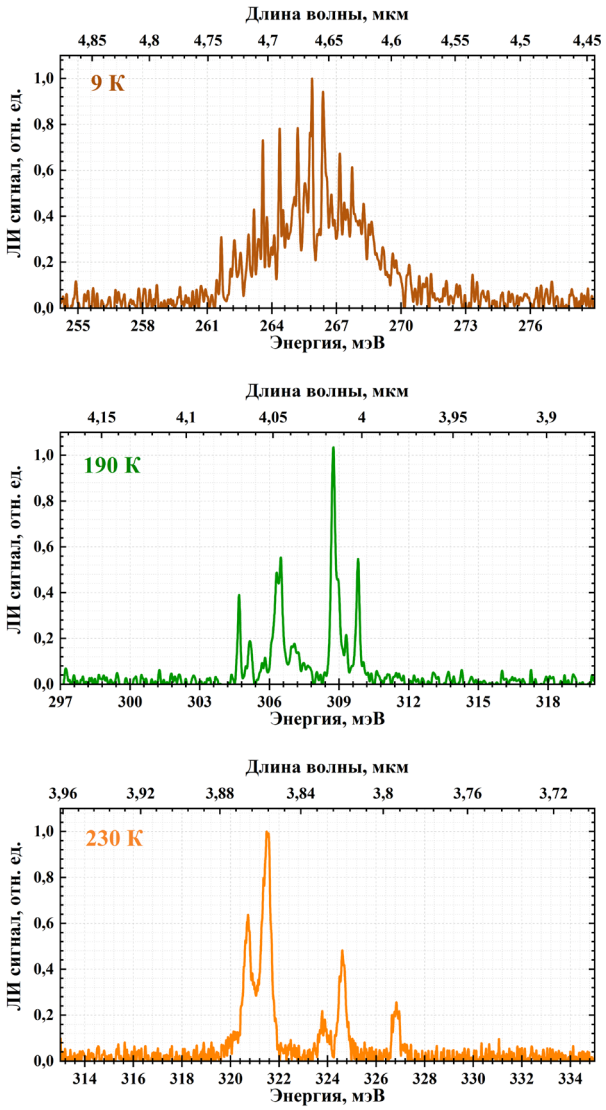


Рис. 2. Спектры ЛИ 50 мкм микродиска

В итоге при 230 К можно идентифицировать два семейства МШГ с радиальными числами q = 2 ($TE_{98,2,0}$, $TE_{99,2,0}$, $TE_{100,2,0}$) и q = 3 ($TE_{93,3,0}$, $TE_{94,3,0}$). Типичная ширина линий на полувысоте составляет 0,37 мэВ, а межмодовое расстояние 0,037 мкм, что хорошо согласуется с теоретическим значением – 0,035 мкм.

На рис. 3 приведен спектр ЛИ при 210 К одного из кольцевых резонаторов структуры с КЯ HgCdTe/CdHgTe при различном разрешении, где также видна модовая структура.

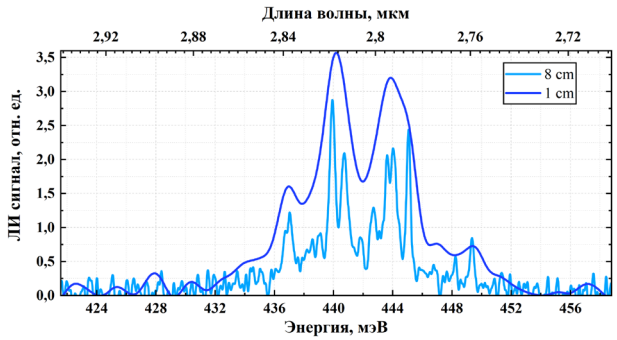


Рис. 3. Спектр ЛИ кольцевого резонатора с внешним диаметром 40 мкм и внутренним диаметром 30 мкм

Стоит отметить, что максимальная температура лазерной генерации мезаструктур была ниже, чем максимальная температура наблюдения СИ непроцессированных образцов. Одним из объяснений могло бы быть увеличение потерь на вывод излучения и увеличение вероятности поверхностной рекомбинации путем увеличения дефектности поверхности при ионном травлении.

Выводы

Таким образом, в работе продемонстрировано ЛИ в волноводных гетероструктурах с КЯ на основе HgCdTe с микродисковыми и кольцевыми резонаторами в окне прозрачности атмосферы 3–5 мкм. Данные исследования показывают возможность создания межзонных лазеров на гетероструктурах с КЯ Hg(Cd)Te/CdHgTe, работающих в области 3–5 мкм при термоэлектрическом охлаждении.

Финансирование

Работа выполнена при поддержке гранта РНФ № 22-12-00310.

Литература

1. K. E. Kudryavtsev et. al. // Appl. Phis. Lett. 2020. V. 117. P. 083103.

2. S. Dvoretsky, N. Mikhailov, Yu. Sidorov et al. // Journal of Electronic Materials. 2010. V. 39, no. 7. P. 918–923.

Двумерные магнитоплазмоны и ротационно-гравитационные волны на мелкой воде в латерально ограниченных системах

Д. А. Родионов[1,2,*], И. В. Загороднев[1]

[1]Институт радиотехники и электроники им. В. А. Котельникова РАН, ул. Моховая, 11, корп. 7, Москва, 125009
[2]Московский физико-технический институт, ул. Керченская, 1А, корп. 1, Москва, 117303
*rodionov.da@phystech.edu

В работе показано, что плотность заряда и тока магнитоплазменных колебаний в сильно экранированном двумерном электронном газе с проводимостью в модели Друде в простейших приближениях описывается теми же уравнениями, что высота и скорость волн на мелкой воде, даже в латерально ограниченных системах. Это позволяет исследовать свойства волн разной природы одновременно. В работе подробно исследованы собственные волны в прямоугольной геометрии. Возникновение магнитного поля (вращения) приводит к перепутыванию всех мод, в отличие от круговой геометрии, где происходит лишь расщепление вырожденных по знаку орбитального числа мод, что приводит к характерным областям «расталкивания» в зависимостях частоты от магнитного поля (вращения). Кроме этого, при достаточно больших магнитных полях (частот вращения) частота волн стремится к нулю, чего не происходит в диске, полосе или полуплоскости.

Введение

Хорошо известно, что динамические уравнения, описывающие плазменные колебания (плазмоны) в магнитном поле в сильно экранированных двумерных электронных системах (ДЭС), проводимость которых поддается модели Друде, и ротационно-гравитационные волны на мелкой воде в простейших случаях описываются схожими уравнениями [1, 2], при этом роль удвоенной эффективной частоты вращения вокруг оси играет циклотронная частота, а ускорение свободного падения выражается через двумерную концентрацию, эффективную массу и заряд электрона.

Наличие края значительно усложняет аналитический анализ характеристик волн, но при этом обогащает систему новыми результатами. Оказывается, что даже в латерально ограниченных системах сохраняется аналогия между магнитоплазменными колебаниями в ДЭС и волнами на поверхности мелкой воды в бассейне, под действием силы Кориолиса со стороны вращающегося тела. При этом размерно-квантованным «поверхностным» магнитоплазмонам соответствуют волны Пуанкаре, а краевым магнитоплазмонам – волны Кельвина.

Ниже мы везде будем писать про плазменные колебания, подразумевая, что аналогичные результаты будут и для ротационно-гравитационных волн.

В нашей работе мы уделили особое внимание прямоугольной геометрии в связи с недавним экспериментом [3].

Результаты

Рассмотрим прямоугольник с двумерным электронным газом. Пусть начало системы координат располагается в углу прямоугольника, а ее оси x и y направлены вдоль его краев. На расстоянии d под ДЭС находится бесконечный, идеально проводящий металлический затвор. Размеры прямоугольника пусть равны W_x и W_y соответственно.

В пределе сильной экранировки, $W_{x,y} \gg d$, возмущение плотности заряда прямо пропорционально электрическому потенциалу в ДЭС. Используя также уравнение непрерывности, локальный закон Ома с проводимостью в модели Друде и предполагая осцилляции во времени по закону $\sim e^{-i\omega t}$, можно выписать уравнение на плотность тока в следующем виде:

$$\left(\omega^2 + i\omega\omega_c\hat{R}\right)\boldsymbol{j}(x,y) = -v^2\hat{D}\boldsymbol{j}(x,y),$$

где ω – частота колебаний, ω_c – циклотронная частота, $v^2 = 4\pi dne^2/m$ (в СГС) – квадрат скорости плазмона, а e, m и n – заряд, масса и двумерная концентрация электронов. Здесь введены два оператора:

$$\hat{D} = \begin{pmatrix} \dfrac{\partial^2}{\partial x^2} & \dfrac{\partial^2}{\partial x\,\partial y} \\ \dfrac{\partial^2}{\partial y\,\partial x} & \dfrac{\partial^2}{\partial y^2} \end{pmatrix}, \quad \hat{R} = \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ -1 & 0 \end{pmatrix}.$$

Для гидродинамических волн ток следует заменить на скорость волны, циклотронную частоту – на удвоенную частоту вращения планеты, помноженную на синус широты расположения водного бассейна, а скорость волны v будет равна корню квадратному из произведения ускорения свободного падения на глубину бассейна.

Операторы $\hat{D}$ и $i\hat{R}$ являются эрмитовыми в гильбертовом пространстве со скалярным произведением

$$\langle \boldsymbol{f}|\boldsymbol{g}\rangle = \int_0^{W_x}\int_0^{W_y} \boldsymbol{f}^*(x,y)\cdot\boldsymbol{g}(x,y)dxdy,$$

где нормальные к границе прямоугольника компоненты вектор-функций $\boldsymbol{f}$ и $\boldsymbol{g}$ равны нулю. Решения, полученные в отсутствие магнитного поля, будут составлять базис, так как являются собственными функциями эрмитового оператора $-v^2\hat{D}$. Все эти решения нумеруются парой целых неотрицательных чисел n_x и n_y (мода с $n_x = n_y = 0$ отсутствует), которые характеризуют количество целых полуволн, укладывающихся в соответствующем направлении. Частота, квадрат которой является собственным значением, для найденных мод есть

$$\omega_{n_x,n_y} = v\sqrt{\left(\frac{n_x\pi}{W_x}\right)^2 + \left(\frac{n_y\pi}{W_y}\right)^2}.$$

При наличии магнитного поля соответствующее слагаемое в уравнении на ток может быть рассмотрено как возмущение. В силу эрмитовости возмущения мы можем искать решение как ряд по состояниям

«невозмущенной» задачи и свести дифференциальное уравнение на ток к системе линейных алгебраических уравнений на коэффициенты разложения C_{n_x,n_y}:

$$\left(\omega^2 - \omega_{n_x,n_y}^2\right) C_{n_x,n_y} + \omega\omega_c \sum_{n_x',n_y'} \langle n_x, n_y | i\hat{R} | n_x', n_y' \rangle C_{n_x',n_y'} = 0.$$

Требуя зануления определителя получающейся матрицы, мы получаем магнитодисперсию.

Обратим внимание, что возмущение зависит от частоты, однако первую поправку к частоте для вырожденных мод можно искать как обычно из секулярного уравнения. Для невырожденных мод первая поправка по магнитному полю оказывается также пропорциональна соответствующему среднему оператора $i\hat{R}$, которое всегда равно нулю. Это позволяет заключить, что для любой невырожденной моды первая поправка по магнитному полю квадратичная.

Нижайшая по частоте мода соответствует (основному) краевому магнитоплазмону. Кроме случая, когда прямоугольник становится квадратом, эта мода является невырожденной. При увеличении магнитного поля частота этой моды стремится к нулю.

Отдельно рассмотрим случай квадрата ($W_x = W_y \equiv W$). В силу симметрии в отсутствие магнитного поля невырожденными будут только моды $n_x = n_y$. Используя корректную стационарную теорию возмущений, можно получить, что частота моды $|1,1\rangle$ в слабых магнитных полях дается выражением $\omega_{1,1}\left(1 - 0{,}3\omega_c^2/\omega_{1,1}^2\right)$. Вырожденные по частоте моды $|0,1\rangle$ и $|1,0\rangle$ расщепляются по закону $v\pi/W \pm 0{,}41\omega_c$. Кроме этого, оказалось, что если в системе на коэффициенты разложения рассмотреть только моды $|0,1\rangle$ и $|1,0\rangle$, то магнитодисперсия основного краевого магнитоплазмона равна $\sqrt{v^2\pi^2/W^2 + (0{,}41\omega_c)^2} - 0{,}41\omega_c$, что прекрасно согласуется с численным счетом при большом количестве функций в разложении.

Выводы

В нашей работе показано, что изучение свойств плазменных колебаний в сильно экранированной латерально ограниченной ДЭС позволяет полученные результаты переносить на поведение волн на мелкой воде в бассейне такой же геометрии. В работе подробно изучены магнитодисперсии нижайших плазменных мод. Оказалось, что частота основного краевого магнитоплазмона в сильных магнитных полях стремится к нулю, что отличается от поведения этой моды в диске или полосе, где она принимает ненулевое асимптотическое значение [4, 5].

Финансирование

Работа выполнена в рамках государственного задания ИРЭ им. В. А. Котельникова РАН. Д. А. Родионов особенно благодарит Фонд развития теоретической физики и математики «БАЗИС» (грант № 21-1-5-133-1).

Литература

1. M. Dyakonov and M. Shur // Phys. Rev. Lett. 1993. V. 71. P. 2465.

2. C. Finnigan, M. Kargarian, and D. K. Efimkin // Phys. Rev. B. 2022. V. 105. P. 205426.

3. A. M. Zarezin, D. Mylnikov, A. S. Petrov, D. Svintsov, P. A. Gusikhin, I. V. Kukushkin, and V. M. Muravev // Phys. Rev. B. 2023. V. 107. P. 075414.

4. I. V. Zagorodnev, A. A. Zabolotnykh, D. A. Rodionov, and V. A. Volkov // Nanomaterials. 2023. V. 13. P. 975.

5. D. A. Rodionov, I. V. Zagorodnev // JETP Lett. 2023. V. 118. P. 100.

Биполярный эффект Ганна в GaAs-диодах: от стимулированного инфракрасного к субтерагерцовому излучению

А. В. Рожков*, В. Х. Кайбышев, М. С. Иванов, А. А. Торопов, П. Б. Родин

Физико-технический институт им. А. Ф. Иоффе, ул. Политехническая, 26, Санкт-Петербург, 194021
*rozh@hv.ioffe.rssi.ru

Экспериментально исследованы интенсивность и спектральный состав излучения высоковольтных импульсных GaAs диодов, переключаемых в проводящее состояние импульсом обратного напряжения. Субнаносекундное переключение происходит в узких токовых шнурах. Как переключение, так и дальнейшее удержание обратносмещенного диода в проводящем состоянии (lock-on-эффект) обусловлены ударной ионизацией в узких биполярных доменах Ганна, спонтанно возникающих в электронно-дырочной плазме и известных как коллапсирующие домены. Обнаружено сужение спектра инфракрасного излучения токовых шнуров и субнаносекундный спад интенсивности излучения после переключения диода. Это свидетельствует о высокой (более 10^{17} см$^{-3}$) концентрации неравновесных носителей и достижении порога стимулированного излучения. Высокочастотные колебания тока в шнурах, вызванные коллапсирующими доменами, являются потенциальным источником субтерагерцового излучения.

Введение

Биполярный эффект Ганна в арсенид-галлиевых приборах представляет собой доменную неустойчивость электронно-дырочной плазмы с током, вызванную отрицательной дифференциальной подвижностью электронов. При больших (более 100 кА/см^2) плотностях тока неустойчивость приводит к формированию множественных узких (~1 мкм) доменов сильного (~400 кВ/см) электрического поля, характеризующихся хаотической динамикой – так называемых *коллапсирующих доменов* [1, 2].

Ударная ионизация в коллапсирующих доменах является эффективным механизмом быстрой генерации неравновесных носителей, способным обеспечивать как субнаносекундное переключение, так и длительное удержание в проводящем состоянии при низком напряжении приборов импульсной силовой электроники на основе GaAs [1–3]. Быстрая нерегулярная динамика коллапсирующих доменов приводит к широкополосным высокочастотным колебаниям, что уже позволило создать компактные источники субтерагерцового излучения на основе лавинных транзисторов [4].

В настоящем сообщении представлены результаты экспериментальных исследований инфракрасного и терагерцового излучения высоковольтных лавинных GaAs-диодов [2, 3], переключаемых в проводящее состояние быстронарастающим импульсом обратного напряжения, а также численного моделирования транспортных процессов в приборе.

Структуры и методика эксперимента

GaAs диодные p^+-p^0-n^0-n^+ структуры были изготовлены методом жидкофазной эпитаксии; напряжение стационарного пробоя $U_b \approx 500$ В, диаметр 1 мм. Диод включен последовательно с нагрузкой 50 Ом. Для переключения в проводящее состояние применялись импульсы обратного напряжения колоколообразной или прямоугольной формы с передним фронтом 300–500 пс и длительностью от 1,5 до 20 нс при частоте повторения от 1 до 25 кГц. Временные зависимости тока через диод получены прямым измерением напряжения на нагрузке с помощью высоковольтных аттенюаторов и осциллографа с полосой 4 ГГц.

Пространственное распределение тока по площади структуры было определено путем регистрации рекомбинационного излучения со свободной от металлизации части поверхности структуры. Спектр рекомбинационного излучения измерен как для отдельных импульсов, так и путем усреднения по серии импульсов. Для измерения временной динамики рекомбинационного излучения была применена TCSPC-методика коррелированного счета единичных фотонов. Для исследования возможного субтерагерцового излучения диода применялся быстродействующий детектор фирмы MWave (emwave.ru).

Результаты

Измеренное время переключения диода составило около 100 пс; величина обратного тока – 5–10 А (в зависимости от амплитуды приложенного импульса), остаточное напряжение составляло около 100 В (рис. 1).

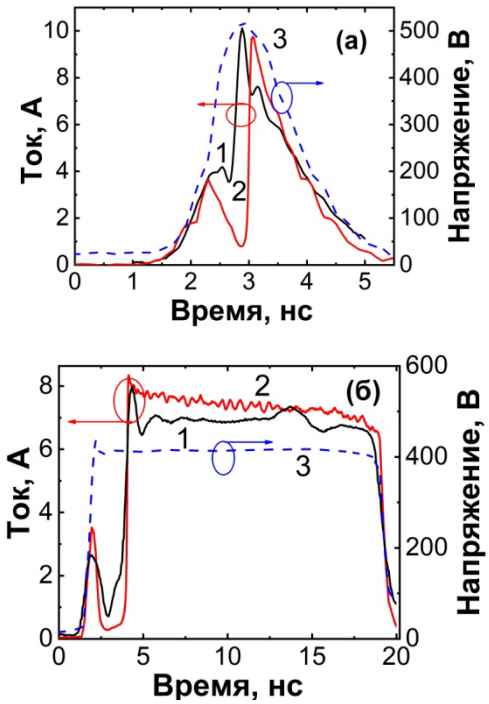


Рис. 1. Измеренный (черная кривая) и расчетный (красная кривая) токи через обратносмещенный GaAs-диод для колоколообразного (*а*) и прямоугольного (*б*) запускающих импульсов (показаны синими штриховыми линиями)

Наблюдался эффект самоудержания проводящего состояния обратносмещенного диода (lock-on-эффект): длительность импульса обратного тока определялась только длительностью импульса напряжения при постоянном малом остаточном напряжении [2]. Результаты численного моделирования находятся в разумном согласии с экспериментом (рис. 1). Анализ внутренней динамики прибора в численном эксперименте показывает, что коллапсирующие домены Ганна ответственны как за быстрое переключение прибора, так и за lock-on-эффект.

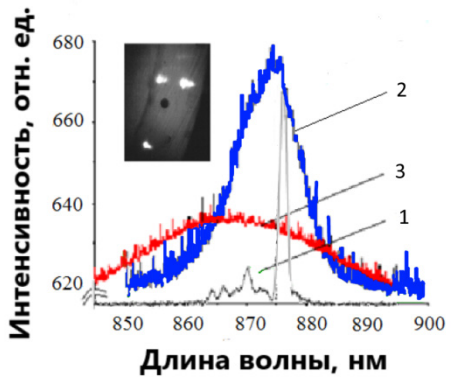


Рис. 2. Спектры инфракрасного излучения типичного токового шнура с сужением спектра для единичного импульса (кривая *1*) и усредненный для 1000 накопленных импульсов (кривая *2*). Типичный усредненный спектр другого токового шнура без сужения спектра (кривая *3*). На вставке – фотография инфракрасного излучения диода в направлении катод-анод

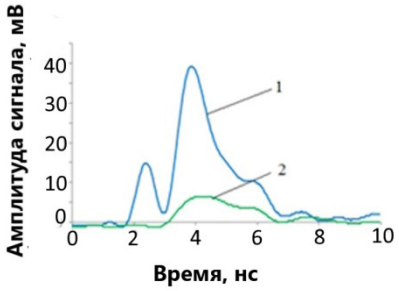


Рис. 3. Амплитуда сигнала детектора субтерагерцового излучения в отсутствие фильтра (кривая *1*) и с сетчатым фильтром с ячейкой 1 мм (кривая *2*)

Наблюдались множественные токовые шнуры, характеризуемые ярким свечением (рис. 2, вставка). Спектр рекомбинационного излучения регистрировался селективно для каждого из шнуров с помощью микро-PL установки. Для части шнуров в единичных импульсах спорадически наблюдаются узкие «лазерные» спектры (рис. 2, кривая *1*). Пик излучения в таких узких спектрах различен в разных импульсах. Усредненный по 1000 накопленных импульсов спектр значительно сужен (рис. 2, кривая *2*) по отношению к спектру спонтанного излучения. Для другой части шнуров спектр излучения ближе к спектру спонтанного излучения (рис. 2, кривая *3*).

Измеренная методом коррелированного счета единичных фотонов кинетика обнаруживает аномально малое время спада рекомбинационного излучения после переключения диода: время «высвечивания» (по уровню 0,1–0,9) лежит в интервале от 240 пс для шнуров, в которых спектр излучения сужен, до 710 пс для шнуров с широким спектром излучения. Таким образом, субнаносекундное «высвечивание» имеет место во всех исследованных шнурах, что свидетельствует о стимулированном характере излучения. Стимулированное излучение в арсениде галлия возможно при концентрации неравновесных носителей более $1{,}4\cdot10^{17}$ см$^{-3}$. Численное моделирование показывает, что концентрация плазмы в токовых шнурах после переключения достигает 10^{18} см$^{-3}$.

Для обнаружения субтерагерцового излучения применялся быстродействующий детектор фирмы MWave с чувствительностью 0,5 В/Вт. Детектор подключался непосредственно к осциллографу. Для электрических импульсов наносекундной длительности (рис. 1, *а*) интенсивность детектируемого сигнала в отсутствие фильтра (кривая *1*) и с сетчатым фильтром с ячейкой 1 мм (кривая *2*) представлены на рис. 3. Вопрос о том, является ли этот сигнал следствием СВЧ-наводки, вызванной 100-пс переключением диода в условиях недостаточного экранирования, остается открытым. Эксперименты с более длинными импульсами – в процессе подготовки.

Выводы

В арсениде галлия генерация неравновесных носителей в ионизирующих биполярных доменах Ганна позволяет достичь концентраций, достаточных для стимулированного инфракрасного излучения (более $1.4\cdot10^{17}$ см$^{-3}$). Об этом свидетельствует сужение спектра инфракрасного рекомбинационного излучения проводящих шнуров, формирующихся в GaAs-диоде при переключении импульсом обратного напряжения, а также субнаносекундный спад интенсивности излучения после переключения. Представлены результаты, подтверждающие наличие субтерагерцового излучения.

Финансирование

Работа выполнена при поддержке гранта РНФ № 23-22-00239.

Литература

1. S. N. Vainshtein, V. S Yuferev, and J. T. Kostamovaara // J. Appl. Phys. 2005. V. 97. P. 024502.

2. A. V. Rozhkov, M. S. Ivanov and P. B. Rodin // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2023. V. 87. P. 765–770.

3. M. Ivanov, A. Rozhkov and P. Rodin // Sol. St. Commun. 2024. V. 379. P. 115420.

4. S. N. Vainshtein, et al. // Appl. Phys. Lett. 2019. V. 115. P. 123.

Оптимальные параметры многоямных структур HgTe/CdHgTe для генерации двумерных плазмонов

А. О. Рудаков*, В. Я. Алешкин, А. А. Дубинов

Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, 7, д. Афонино, Кстовский р-н, Нижегородская обл., 603087
*rudackovartur@ipmras.ru

Работа посвящена поиску оптимальных параметров структур с квантовыми ямами (КЯ) для усиления плазмон-фононов. Рассматриваются КЯ, расположенные как вблизи границы структуры, так и бесконечно удаленные от границы. Исследовалось влияние расстояния до границы структуры и расстояния между КЯ на величину пороговой концентрации, при которой начинается стимулированное излучение плазмонов. Показано, что уменьшение расстояния от крайней КЯ до границы структуры и уменьшение расстояния между КЯ приводят к уменьшению пороговой концентрации неравновесных носителей, необходимой для начала усиления плазмонов

Введение

В настоящее время распространенными источниками излучения, работающими в дальнем ИК-диапазоне, являются квантово-каскадные лазеры [1]. Помимо них, другим перспективным способом генерации излучения в интересующем нас диапазоне является генерация двумерных плазмонов, возникающая при межзонных переходах электронов в условиях инверсной населенности зон. Преимущества генерации плазмонов заключаются в том, что плазмоны имеют большой коэффициент модового усиления ($>10^4$ см$^{-1}$), что позволяет сделать размеры источника компактными. Кроме того, не требуется создания специального волновода.

Инверсную населенность зон можно реализовать при оптическом возбуждении носителей в КЯ. Для исключения фононной рекомбинации, препятствующей созданию инверсной населенности зон, необходимо, чтобы ширина запрещенной зоны КЯ была больше энергии продольного оптического фонона в барьере и КЯ. Межзонные переходы электронов с испусканием плазмонов возможны в том случае, когда энергия плазмонов превышает эффективную ширину запрещенной зоны E_{geff} [2]. Если ширина запрещенной зоны уменьшается, то дисперсионная кривая плазмона начинает пересекать зависимость $E_{geff}(q)$ при меньших концентрациях неравновесных носителей, что позволяет уменьшить пороговую концентрацию неравновесных носителей, при которой усиление плазмонов становится возможным. Таким образом, оптимальная ширина запрещенной зоны должна быть немного больше энергии продольного оптического фонона в барьере и КЯ.

Взаимодействие плазмонов с оптическими фононами в КЯ и барьере приводит к возникновению смешанных колебаний плотности заряда и колебаний решетки КЯ и барьера. Такие колебания называют плазмон-фононы.

Ранее нами изучалось усиление плазмон-фононов и выбор оптимальных параметров для структуры, крайние КЯ которой окружены бесконечно широкими барьерами. Однако до настоящего момента не изучалось усиление плазмон-фононов в структуре, в которой КЯ расположены близко к поверхности – случай приповерхностных КЯ. Помимо этого, не рассматривался вопрос оптимального расстояния между КЯ при изучении усиления плазмон-фононов. В данной работе изучены эти вопросы.

Методика расчета

Для нахождения спектра плазмон-фононов необходимо найти двумерную поляризуемость КЯ. Она складывается из электронной поляризуемости и поляризуемости, обусловленной колебаниями решетки КЯ. Электронный вклад в поляризуемость КЯ можно найти, в рамках приближения случайных фаз [3]:

$$\chi_c(\omega,\boldsymbol{q}) = \\ = \frac{e^2}{(2\pi)^2 q^2}\sum_{s,s'}\frac{\left[f_s(\boldsymbol{k})-f_{s'}(\boldsymbol{k}+\boldsymbol{q})\right]\left|\int dz\,\psi^*_{\boldsymbol{k}+\boldsymbol{q},s'}(z)\psi_{\boldsymbol{k},s}(z)\right|^2}{\varepsilon_s(\boldsymbol{k})-\varepsilon_{s'}(\boldsymbol{k}+\boldsymbol{q})-\hbar\omega-i\hbar\nu_{\boldsymbol{k}+\boldsymbol{q},s';\boldsymbol{k},s}}, \quad (1)$$

где s и s' – индексы, характеризующие спиновое состояние и номер подзоны размерного квантования, $f_s(\boldsymbol{k})$ – функция распределения электронов для s-го состояния с волновым вектором $\boldsymbol{k}$, $\psi_{k,s}(z)$ – электронная волновая функция в состоянии s с волновым вектором $\boldsymbol{k}$, $\varepsilon_s(\boldsymbol{k})$ – энергия электрона в s-й подзоне, z – координата в направлении нормали к плоскости КЯ, $\nu_{\boldsymbol{k}+\boldsymbol{q},s';\boldsymbol{k},s}$ – частота релаксации фазы недиагональных компонент матрицы плотности. При нахождении поляризуемости по формуле (1) полагалось, что носители описываются статистикой Ферми – Дирака с эффективной температурой T_{eff}.

При нахождении вклада свободных носителей в поляризуемость нами учтены внутризонные переходы электронов в первых двух подзонах валентной зоны и внутризонные переходы в первой подзоне зоны проводимости. Кроме того, учитывались межподзонные переходы электронов между этими подзонами. При нахождении электронного вклада в поляризуемость по формуле (1) нами взяты параметры структуры из работы [3].

Фононный вклад в поляризуемость КЯ находится по формуле

$$\chi_{ph}(\omega) = \frac{d_{QW}}{4\pi}\kappa_{QW}(\omega), \quad (2)$$

где d_{QW} – ширина КЯ, $\kappa_{QW}(\omega)$ – вклад фононов в диэлектрическую проницаемость КЯ.

Для вычисления вклада в поляризуемость по формуле (1) необходимо найти электронный спектр в КЯ. Для его нахождения использовалась модель Кейна с учетом деформационных эффектов. В расчетах мы полагали температуру решетки равной 4,2 К.

Спектр плазмон-фононов в многоямной структуре можно найти, пользуясь методом трансферматрицы [4].

Обсуждение результатов

Рассмотрены плазмон-фононы в двух типах структур с 1 и 8 КЯ. Ширина КЯ равна 5,3 нм, ширина запрещенной зоны КЯ равна 25 мэВ. Рассмотрение многоямной структуры с таким количеством КЯ связано с тем, что полученные результаты для структуры с 8 КЯ слабо отличаются от результатов, полученных для сверхрешетки. Барьер представляет собой твердый раствор $Cd_{0,7}Hg_{0,3}Te$. Расстояние между соседними КЯ d_B полагалось равным 30 нм. Известно, что в многоямной структуре наибольшим значением коэффициента усиления обладают плазмон-фононы, компонента электрического поля которых в плоскости КЯ не обращается в ноль [4]. Далее будут рассматриваться только такие плазмон-фононы. Минимальное расстояние от крайней КЯ до границы структуры выбиралось равным 30 нм. Дальнейшее уменьшение расстояния до границы нецелесообразно по причине проникновения дефектов с поверхности в КЯ, которые приведут к ухудшению излучательных свойств КЯ. Значения эффективного показателя преломления n_{eff}, коэффициента отражения τ и пороговой концентрации n_{th} при различных значениях эффективных температур неравновесных носителей T_{eff} и расстояний до границы структуры d_{vac} приведены в таблице.

N	T_{eff}, K	d_{vac}, нм	n_{eff}	τ	$n_{th}\cdot10^{-11}$, см$^{-2}$
1	4,2	30	121,5	0,032	0,421
		40	126,6	0,031	0,46
		50	151,4	0,026	0,48
		∞	216,9	0,018	0,52
	77	30	254,4	0,016	1,71
		40	268,8	0,015	1,775
		50	276,7	0,014	1,80
		∞	282,7	0,014	1,85
8	4,2	30	22,2	0,165	0,145
		40	26,0	0,143	0,149
		50	27,9	0,134	0,151
		∞	29,8	0,126	0,154
	77	30	15,2	0,232	0,861
		40	18,0	0,199	0,866
		50	19,3	0,187	0,871
		∞	22,4	0,164	0,91

Из таблицы видно, что при уменьшении расстояния от крайней КЯ до вакуума уменьшается пороговая концентрация неравновесных носителей и увеличивается коэффициент прохождения плазмон-фонона через скол структуры. Это объясняется тем, что, с одной стороны, уменьшаются потери на фононах вследствие увеличения доли поля плазмон-фонона, распространяющегося в вакууме. С другой стороны, распространение части поля плазмон-фонона в вакууме приводит к увеличению фазовой скорости волны. Оба этих фактора приводят к уменьшению пороговой концентрации неравновесных носителей. Значения n_{eff} и оценки τ приведены при частотах и волновых векторах плазмон-фонона, соответствующих максимальному значению коэффициента усиления при концентрациях, близких к пороговым. Из таблицы можно увидеть, что уменьшение расстояния до границы структуры приводит к увеличению коэффициента прохождения плазмон-фонона через скол структуры.

На рис. 1 приведены зависимости пороговых концентраций от расстояния между КЯ, полученные для двух эффективных температур неравновесных носителей.

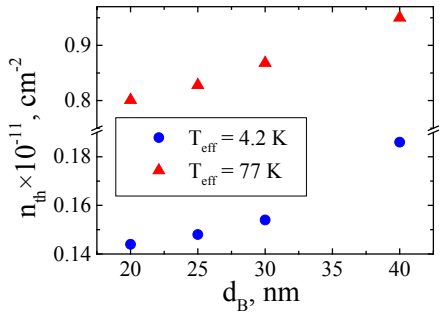


Рис. 1. Зависимость пороговой концентрации неравновесных носителей от расстояния между КЯ

Как видно из рис. 1, увеличение расстояния между КЯ слабо увеличивает пороговую концентрацию. Слабое проявление этого эффекта связано с тем, что затухание поля плазмон-фонона в направлениях по нормали к КЯ происходит на масштабах, больших по сравнению с расстоянием между КЯ. Такая плазмон-фононная мода подобна моде в одиночной КЯ с некоторой эффективной концентрацией носителей, большей по сравнению с концентрацией в каждой КЯ.

Заключение

В работе найдена зависимость пороговой концентрации неравновесных носителей от расстояния до границы структуры. Показано, что в структурах с приповерхностными КЯ уменьшение расстояния от крайней КЯ до поверхности приводит к уменьшению пороговой концентрации за счет распространения части поля плазмон-фонона в вакууме и уменьшения потерь на фононах в барьере.

Найдена зависимость пороговой концентрации от расстояния между КЯ. Обнаружено, что изменение расстояния между КЯ в пределах 20–40 нм слабо влияет на изменение пороговой концентрации при выбранных параметрах структуры.

Финансирование

Работа выполнена при поддержке гранта РНФ № 22-72-10111.

Литература

1. M. S. Vitiello, A. Tredicucci // Advances in Physics: X. **6**. 1893809 (2021).

2. K. Kapralov, G. Alymov, D. Svintsov, A. Dubinov // Journal of Physics: Condensed Matter. **32**. 065301 (2019).

3. V. Ya. Aleshkin, A. A. Dubinov, V. I. Gavrilenko, F. Teppe // Journal of Optics. **23**. 115001 (2021).

4. A. O. Rudakov, V. Ya. Aleshkin, V. I. Gavrilenko // Journal of Optics. **24**. 075001 (2022).

Стимулированное излучение в диапазоне длин волн 14–24 мкм в гетероструктурах с квантовыми ямами HgCdTe при непрерывной оптической накачке

В. В. Румянцев[1,*], К. А. Мажукина[1,2], В. В. Уточкин[1], А. А. Дубинов[1], К. Е. Кудрявцев[1], Н. Н. Михайлов[3], С. А. Дворецкий[3], В. И. Гавриленко[1], С. В. Морозов[1]

[1]Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, 7, Нижний Новгород, 603087
[2]Нижегородский государственный университет им. Н. И. Лобачевского, пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603022
[3]Институт физики полупроводников им. А. В. Ржанова, пр. Акад. Лаврентьева, 13, Новосибирск, 630090
*rumyantsev@ipmras.ru

В работе исследовалось стимулированное излучение (СИ) в диапазоне длин волн 14–24 мкм из гетероструктур с квантовыми ямами (КЯ) на основе CdHgTe с различными дизайнами планарных диэлектрических волноводов. Показано, что при низкой температуре время жизни носителей ограничено рекомбинацией Шокли – Рида – Холла. Пороги генерации в таких гетероструктурах (1,5–2 Вт/см^2 при длительности импульса 20–500 мкс) позволяют осуществлять их оптическую накачку компактными квантово-каскадными лазерами среднего ИК-диапазона.

Введение

На протяжении последних десятилетий системы с дираковским энергетическим спектром привлекают большое количество исследователей. Одной из первых полупроводниковых систем, в которой было продемонстрировано наличие «графеноподобного» закона дисперсии, были гетероструктуры с квантовыми ямами (КЯ) на основе HgCdTe [1]. Из-за фундаментального запрета оже-рекомбинации для двумерных дираковских фермионов такие структуры могут оказаться перспективными при создании длинноволновых межзонных лазеров [2] для спектроскопических приложений. На длинах волн короче 30 мкм в HgCdTe практически отсутствует решеточное поглощение, препятствующее продвижению в диапазон 20–60 мкм квантово-каскадных лазеров (ККЛ) на основе «традиционных» A^3B^5 материалов GaAs и InP [2]. В данной работе исследуется возможность генерации когерентного излучения в диапазоне длин волн 14–30 мкм в структурах на основе HgCdTe при непрерывной оптической накачке малой интенсивности, что, как правило, необходимо для решения прикладных задач спектроскопии.

Методика эксперимента

В работе исследовались структуры с различными дизайнами планарных диэлектрических волноводов. Все исследованные структуры были выращены методом молекулярно-лучевой эпитаксии (МЛЭ) [4] на полуизолирующей (обозначены A, B) или n^{++}-GaAs-подложке (обозначены *N*) с буферными слоями ZnTe (толщиной 50 нм) и CdTe (толщиной 10 мкм (A и N), 15 мкм (B)). В качестве активной области структуры содержали массив из N_{QW} КЯ (толщиной d_{QW}, см. табл. 1) с небольшим остаточным содержанием Cd (x_{QW}), встроенных в волноводный слой с x_{wg} таким образом, чтобы совпадать с положением пучности TE_0-моды. Отношение модовых потерь к фактору оптического ограничения для различных волноводов приведено на рис. 1.

Образцы располагались в криостате замкнутого цикла с возможностью регулировки температуры от 8 до 300 К. Спектры стимулированного излучения (СИ) были измерены с помощью фурье-спектрометра Bruker Vertex 80v, работающего в режиме пошагового сканирования. Детальное описание экспериментальной установки можно найти в работе [1]. Для накачки структур был использован непрерывный CO_2-лазер с возможностью внутреннего формирования импульсов произвольной скважности длительностью от 20 мкс. Для исследования спектров фотолюминесценции (ФЛ) использовался непрерывный лазерный диод с длиной волны 808 нм.

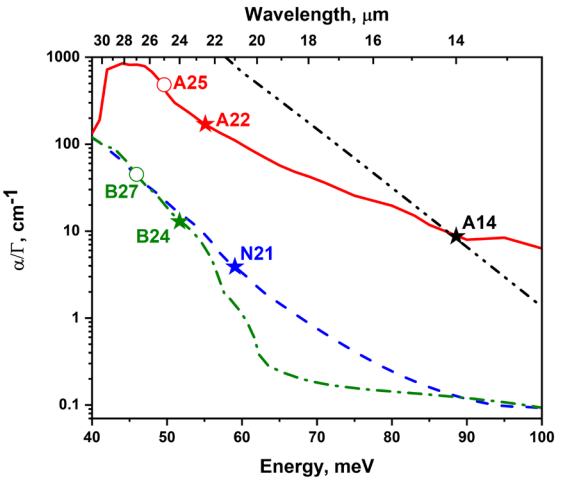


Рис. 1. Линии – расчет модовых потерь, деленных на фактор оптического ограничения для различных дизайнов волноводных структур в зависимости от длины волны генерации. Символы показывают конкретные структуры для T = 8 К; звезды соответствуют наличию СИ, круги – структурам, в которых в квазинепрерывном режиме наблюдалась только ФЛ

Результаты

Из исследуемых образцов СИ при квазинепрерывном режиме возбуждения было получено для структур A14, A22, B24 и N21; см. рис. 1). На рис. 2 представлены спектры СИ и ФЛ для структур B24 и A14.

Поскольку при низкой температуре коэффициент усиления быстро растет с концентрацией, характерное время жизни носителей при концентрациях ниже концентрации просветления КЯ n_{th} (рис. 3) может быть оценено как:

$$\tau_{th} = \frac{h\vartheta \cdot n_{th}}{\eta_{QW} \cdot I_{th}},$$

где $h\vartheta$ = 116 мэВ – энергия квантов излучения накачки, $\eta_{QW} \approx 0{,}005$ – коэффициент поглощения света для одной КЯ, I_{th} – измеренная пороговая интенсивность накачки (см. рис. 3).

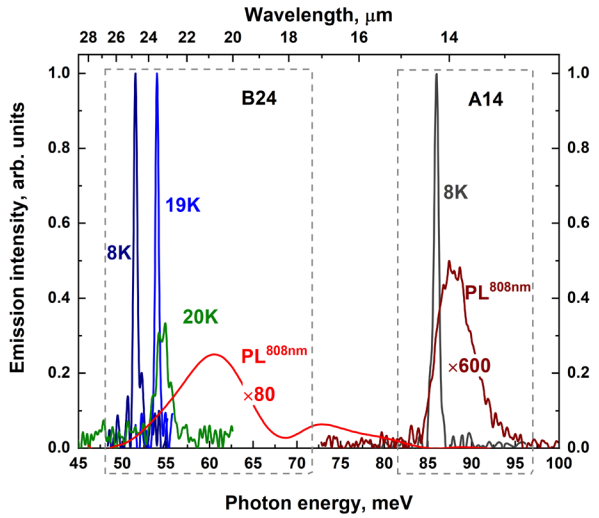


Рис. 2. Спектры СИ и ФЛ образцов B24 и A14

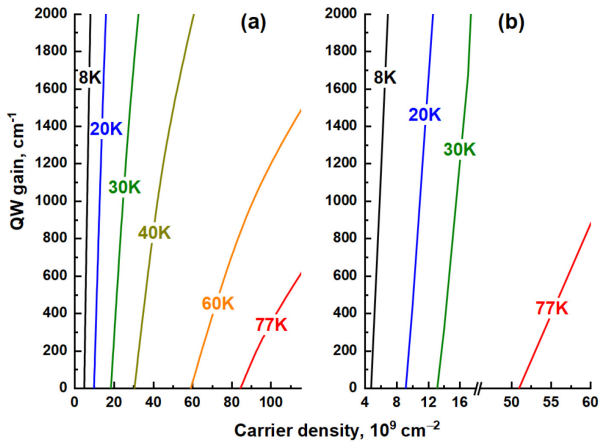


Рис. 3. Коэффициент материального усиления для КЯ в образцах B24 (*a*) и N21 (*b*) в зависимости от концентрации носителей, рассчитанной для различных температур носителей

Времена жизни носителей (τ_{th}), определенные для различных образцов, представлены в таблице 1; в зависимости от I_{th}, они попадают в интервал от 5 до 40 нс. Также были рассчитаны времена излучательной рекомбинации (τ_{rad}) при пороговых плотностях носителей в рамках модели, разработанной в работе [5].

Таблица 1. Параметры и характеристики исследуемых структур

#	x_{wg} (%) /d_{QW} (A), x_{QW}, N_{QW}	I_{th} (Вт/см^2)	τ_{th} (нс)	τ_{rad} (нс)
A14	69/74, 9,8, 5	1,5 ± 1	40	40
A22	69/68, 6,7, 11	12 ± 1	5	45
B24	65/78, 7,7, 15	2 ± 1	30	35
N21	62/52, 2,8, 20	8 ± 1	8	70

Для образцов A22 и N21 времена τ_{th} значительно меньше τ_{rad}, что указывает на наличие эффективного канала безызлучательной рекомбинации. Учитывая рассматриваемые пороговые плотности носителей и их эффективные температуры, оже-рекомбинация должна быть полностью подавлена; в то же время концентрация неравновесных носителей ~10^{10} см^2 может быть недостаточно высокой для насыщения рекомбинации Шокли – Рида – Холла (ШРХ).

Выводы

В работе продемонстрировано СИ на межзонных переходах с пороговой плотностью мощности накачки $I_{th} \leq 12$ Вт/см^2 на длине волны возбуждения 10,6 мкм. Обнаружено, что I_{th} определяется рекомбинацией ШРХ, однако в лучших структурах её темп сравним с темпом излучательной рекомбинации. При изготовлении микрорезонатора с характерным размером ~100 мкм требуемая мощность оптической накачки для генерации в непрерывном режиме составляет единицы милливатт, что легко достижимо в современных длинноволновых ККЛ [6].

Финансирование

Работа выполнена при поддержке гранта РНФ № 22-12-00298.

Литература

1. B. Büttner, C. X. Liu, G. Tkachov, et al. // Nature Physics. 7(5). 418–422 (2011).
2. S. V. Morozov, V. V. Rumyantsev, et al. // ACS Photonics. 8. 3526 (2021).
3. K. Feng, W. Streyer, Y. Zhong, et al. // Opt. Express, 23. A1418 (2015).
4. V. A. Shvets, N. N. Mikhailov, D. G. Ikusov, et al. // Optics and Spectroscopy. 127(2). 34 (2019).
5. V. Ya Aleshkin, A. A. Dubinov, V. V. Rumyantsev, et al. // Journal of Physics: Condensed Matter. 30 (49). 495301 (2018).
6. Z. Loghmari, M. Bahriz, A. Meguekam, et al. // Electronics Letters. 55(3). 144–146 (2019).

Исследования спектров терагерцовой фотопроводимости и фотолюминесценции твердых растворов HgCdTe, легированных мышьяком

В. В. Румянцев[1,*], А. В. Иконников[2], Н. Н. Михайлов[3], В. С. Варавин[3], А. В. Чилясов[4], В. И. Гавриленко[1], С. В. Морозов[1]

[1] Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, 7, Нижний Новгород, 603087
[2] Физический факультет МГУ им. М. В. Ломоносова, Москва, 119991
[3] Институт физики полупроводников им. А. В. Ржанова, пр. Акад. Лаврентьева, 13, Новосибирск, 630090
[4] Институт химии высокочистых веществ им. Г. Г. Девятых РАН, Нижний Новгород, 603951
* rumyantsev@ipmras.ru

Исследованы спектры низкотемпературной (9 К) терагерцовой (ТГц) фотопроводимости (ФП) и фотолюминесценции (ФЛ) нелегированного и легированного мышьяком твердых растворов $Hg_{1-x}Cd_xTe$ состава x от 0,22 до 0,38, выращенных методами молекулярно-лучевой и газофазной эпитаксии. В легированных слоях обнаружена новая линия ТГц-фотопроводимости (ФП), обусловленная фотовозбуждением акцептора мышьяка, что позволило определить энергию связи центра ~25 мэВ.

Введение

Твердые растворы HgCdTe (ртуть-кадмий-теллур (КРТ)) широко используются для изготовления инфракрасных (ИК) фоторезисторов [1]. В то же время контролируемое легирование КРТ *p*-типа все еще сталкивается с рядом труднопреодолимых проблем. Для получения материала *p*-типа, как правило, используется мышьяк, который характеризуется низкой скоростью диффузии, в отличие от других элементов, например, серебра. Однако для получения проводимости *p*-типа в легированных мышьяком слоях HgCdTe необходим высокотемпературный активационный отжиг, приводящий, в том числе, к увеличению концентраций вакансий ртути, которые формируют двухзарядные акцепторы. Это затрудняет исследования, приводит к неоднозначности определения энергий ионизации как примеси мышьяка, так и вакансий ртути, особенно косвенными методами (например, по измерениям эффекта Холла при различных температурах). В настоящей работе для определения энергии ионизации примеси мышьяка в твердых растворах КРТ используются прямые методы спектроскопии терагерцовой фотопроводимости (ФП) и фотолюминесценции (ФЛ).

Методика эксперимента

В работе исследовались эпитаксиальные пленки HgCdTe с содержанием кадмия x от 0,22 до 0,39, выращенные на полуизолирующих подложках GaAs (013) методами молекулярно-лучевой и газотранспортной эпитаксии (МЛЭ).

Методики исследования подробно описаны в работах [2, 3]. При измерениях ФП образцы устанавливались в проточный криостат Oxford Instruments «OptistatCF». При измерениях ФЛ образцы располагались в криостате замкнутого цикла ARS Cryo с возможностью регулировки температуры от 8 до 300 К и возбуждались непрерывным лазером с длиной волны 808 нм, модулируемым обтюратором. Спектры, как ФП, так и ФЛ, были измерены с помощью фурье-спектрометров Bruker Vertex 70v/80v. В обоих случаях поглощение излучения атмосферным воздухом было исключено. В качестве оптического фильтра, отсекающего излучение возбуждающего лазера (при измерениях ФЛ) или коротковолновой части спектра глобара (при измерениях ФП), использовался черный полиэтилен.

Результаты

На рис. 1 видно, что в спектрах ТГц ФП всех исследованных пленок КРТ присутствуют особенности *1* и *2*, связываемые с вакансиями ртути [4]. Для слоев HgCdTe:As дополнительно наблюдается линия A вблизи 25 мэВ, которая обусловлена примесью мышьяка. Та же линия проявляется и на спектрах ТГц ФЛ-структур (см. особенность *3* на рис. 2). Кроме нее, в спектре ФЛ присутствует линия около 50 мэВ. Отметим, что энергия ионизации однозарядного акцептора в приближении эффективной массы составляет ~ 10 мэВ. Таким образом, для линии A более половины энергии ионизации составляет так называемый «химический сдвиг», увеличивающий энергию связи дырки. В работе [5] показано, что в этом случае можно ожидать достаточно резкой зависимости энергии ионизации такого акцептора от состава твердого раствора, в отличие от вакансий ртути, для которых химический сдвиг «отрицательный» и ослабляет зависимость энергии ионизации от x.

На рис. 3 приведен спектр ТГц ФЛ-слоя HgCdTe с $x = 0{,}36$, на котором помимо линий *1* и *2* видна линия *3* с энергией ~ 37 мэВ, которая может быть связана с примесью мышьяка. Сложность однозначной интерпретации данной линии обусловлена близостью к энергиям TO и LO фононов в подложке GaAs. В этом случае возможно возникновение особенностей в спектре, связанных с резкой зависимостью диэлектрической проницаемости подложки от длины волны. Линия *4*, соответствующая акцептору с энергией связи около 50 мэВ, присутствует как в нелегированных, так и в легированных мышьяком материалах, не меняя спектрального положения с составом, и таким образом, по-видимому, не связана непосредственно с примесью мышьяка.

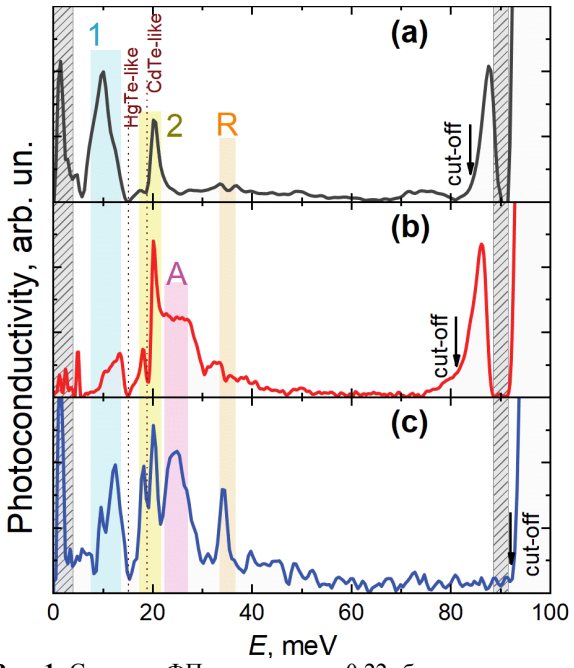


Рис. 1. Спектры ФП пленок с $x \sim 0{,}22$: без легирования (*a*), легированных мышьяком ионной имплантацией (*b*) и in situ легированных мышьяком (*c*). $T = 5$ К. Стрелки «cut-off» показывают красную границу межзонных переходов. Вертикальные пунктирные линии указывают линии поглощения на ТО фононах. Заштрихованные области соответствуют областям непрозрачности светоделителя

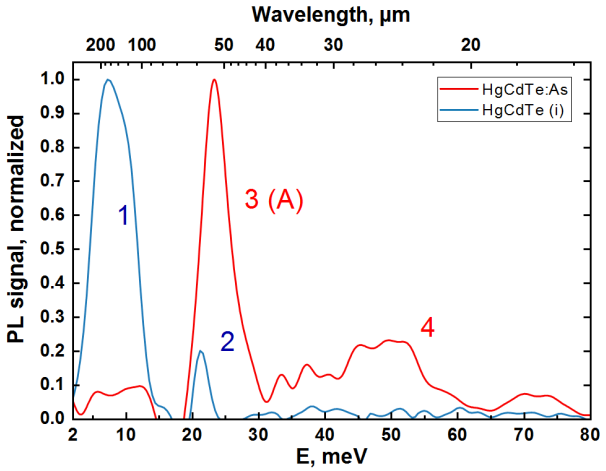


Рис. 2. Спектры ТГц ФЛ нелегированного (синяя кривая) и легированного мышьяком (красная кривая) твердого раствора Hg_{1-*x*}Cd_*x*Te состава $x \sim 0{,}2$, выращенных методом МЛЭ на подложках GaAs(013), $T = 9$ К. Линии *1* и *2* соответствуют излучательным переходам дырок с возбужденных на основное состояние соответственно нейтральной и однократно ионизованных вакансий ртути, линия *3* – излучательным переходам дырок с возбужденных на основное состояние акцептора мышьяка, линия *4* – вновь обнаруженная линия

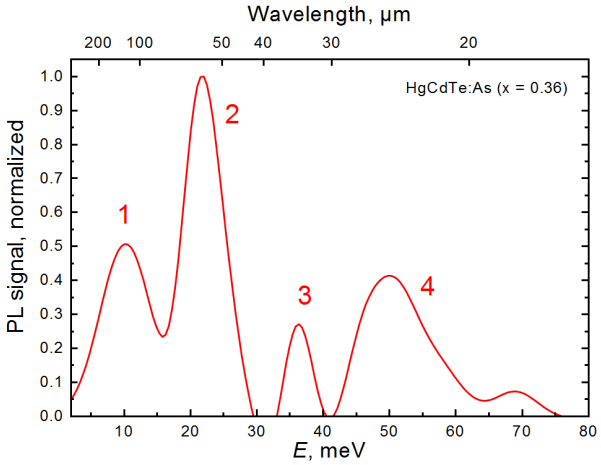


Рис. 3. Спектры ТГц ФЛ легированного мышьяком слоя $Cd_{0,38}Hg_{0,62}Te$, выращенного методом MOCVD и подвергнутого активационному отжигу, $T = 9$ К. Линии *1* и *2* соответствуют излучательным переходам дырок с возбужденных на основное состояние соответственно нейтральной и однократно ионизованных вакансий ртути, линия *4* – линия «глубокого» акцептора-ловушки

Выводы

Исследования ТГц ФП и ТГц ФЛ слоев HgCdTe выявили отсутствие выраженной зависимости энергий ионизации/фотовозбуждения нейтральной и однократно ионизованной вакансии ртути от состава твердого раствора – соответствующие линии в спектрах практически не сдвигаются при изменении *x*, что расходится с результатами расчета, выполненного в предположении постоянства потенциала центральной ячейки [5]. В пленках, легированных мышьяком в спектрах ТГц ФП и ТГц ФЛ, обнаружены линии, связываемые с примесью мышьяка, на энергиях кванта 25 мэВ для $x = 0{,}22$ и 36–40 мэВ для $x = 0{,}36$.

Финансирование

Работа выполнена при поддержке гранта РНФ № 22-12-00298.

Литература

1. W. Lei, J. Antoszewski, and L. Faraone // Appl. Phys. Rev. **2.** 041303 (2015).

2. A. Ikonnikov et al. // Semicond. Sci. Technol. **38.** 085003 (2023).

3. D. V. Kozlov et al. // Journal of Experimental and Theoretical Physics. **127** (6). 1125 (2018).

4. V. V. Rumyantsev et al. // Semiconductor Science and Technology. **32** (9). 095007 (2017).

5. M. S. Zholudev, V. V. Rumyantsev, and S. V. Morozov // JETP Letters. **116** (5), 313 (2022).

Фото- и электролюминесценция в эпитаксиальных структурах на основе узкощелевых полупроводников кадмий-ртуть-теллур

В. В. Румянцев[1,*], А. В. Окомельков[1], В. В. Уточкин[1], М. А. Фадеев[1], К. А. Мажукина[1,2] Н. Н. Михайлов[3], С. А. Дворецкий[3], В. С. Варавин[3], В. И. Гавриленко[1,2], С. В. Морозов[1,2]

[1] Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, 7, Нижний Новгород, 603087
[2] Нижегородский государственный университет им. Н. И. Лобачевского, пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603022
[3] Институт физики полупроводников им. А. В. Ржанова, пр. Акад. Лаврентьева, 13, Новосибирск, 630090
* rumyantsev@ipmras.ru

Экспериментально исследованы спектры фотолюминесценции (ФЛ) и электролюминесценции (ЭЛ) объемных пленок и гетероструктур с квантовыми ямами (КЯ) на основе HgCdTe при приложении латерального электрического поля вплоть до межзонного пробоя. Спектры ЭЛ при слабых электрических полях (< 300 В/см) хорошо соответствуют спектрам ФЛ при низком уровне оптического возбуждения (~10 Вт/см^2). В режиме межзонного пробоя наблюдается уширение линий ЭЛ, обусловленное разогревом носителей. В объемных слоях интенсивность межзонного излучения в режиме пробоя быстро насыщается с ростом напряженности поля, в то время как в КЯ растет пропорционально току. Полученные результаты создают предпосылки для реализации длинноволновых источников излучения на основе HgCdTe, работающих при токовой накачке в режиме межзонного пробоя.

Введение

В настоящее время исследования твердых растворов $Cd_xHg_{1-x}Te$ (КРТ) широко известны, по крайней мере, в двух прикладных аспектах. Первый – это создание приборов ночного видения, тепловизоров и других, аналогичных им приемников электромагнитного излучения инфракрасного (ИК) диапазона [1]. Второй аспект – использование тонких пленок и квантовых ям (КЯ) на основе КРТ с (квази)дираковским энергетическим спектром для создания излучателей электромагнитных волн от терагерцовых частот [2] до коротковолновой части среднего ИК-диапазона [3]. Токовая накачка таких излучателей затруднена отсутствием простой технологии легирования *p*-типа. С учетом того, что в случае КРТ речь идет, как правило, об узкозонных материалах, значительный интерес представляет идея использования ударной ионизации в сильном электрическом поле для получения неравновесных вырожденных распределений, в которых возможно усиление на межзонных переходах.

Методика эксперимента

В работе исследовались фото- (ФЛ) и электролюминесценция (ЭЛ) эпитаксиальных пленок HgCdTe с содержанием кадмия $x \sim 0{,}2$ и структур с КЯ, выращенных на полуизолирующих подложках GaAs (013) методом молекулярно-лучевой эпитаксии (МЛЭ). Параметры структур см. в табл. 1.

Методика исследования подробно описана в работе [4]. Образцы располагались в криостате замкнутого цикла ARS Cryo с возможностью регулировки температуры от 8 до 300 К. Для возбуждения ФЛ использовался непрерывный лазер с рабочей длиной волны 808 нм, модулируемый обтюратором. При измерениях ЭЛ к образцам прикладывалось напряжение от 0 до 200 В импульсами длительностью от 300 нс до 10 мкс. На образцы были нанесены многослойные контакты: Ti – 20 нм, Mo – 30 нм, верхний слой Au – 100 нм, к которым с помощью индия припаивались серебряные провода, предварительно залуженные индием. Расстояние между контактами варьировалось в разных структурах от 200 мкм до 1 мм. Спектры, как ЭЛ, так и ФЛ, были измерены с помощью фурье-спектрометра Bruker Vertex 80v.

Таблица 1. Параметры и характеристики исследуемых структур

#	x_{Cd}	d, нм	D_{clad}, нм	E_{br}, В/см	E_{dm}, кВ/см	W, мкДж
B1	0,21	5000	100	300	1	3000
Q14	0,33	95	500	1200	2	50
Q15	0,02	3,2 x 5	750	1200	1,5	220
Q21	0,06	2,8 x 15	300	6000	10	120

Примечание: x_{Cd} – доля кадмия в активном слое структуры, d – толщина активного слоя, D_{clad} – толщина верхнего обкладочного волноводного слоя, Ebr – напряженность электрического поля пробоя, E_{dm} – электрическое поле, при котором происходит необратимая деградация структуры, W – энергия в импульсе тока при электрическом поле E_{dm}

Результаты

На рис. 1 приведены спектры ФЛ при различных температурах и спектры ЭЛ при различных напряженностях приложенного электрического поля для структуры Q14. Видно, что спектры ЭЛ при слабых электрических полях (400 В/см) хорошо соответствуют спектрам ФЛ при той же температуре, а с ростом поля коротковолновый спад спектра ЭЛ становится более пологим. Эффективная температура, определенная по спаду спектра ЭЛ при напряженности поля 1600 В/см составляет $T_{eff} \sim 300$ К. Поскольку максимум спектра ЭЛ существенно не сдвигается с ростом поля, данная температура соответствует разогреву носителей, а не решетки. Оценка концентрации носителей по значению тока при тех же условиях эксперимента дает значение n несколько единиц 10^{15} см$^{-3}$. Значения эффективной температуры и концентрации удовлетворительно согласуются с результатами расчетов из работы [5]. Однако согласно [5], усиление на межзонных переходах возможно только при значительно больших значениях n и T_{eff}. Действи-

тельно, зависимость интенсивности ЭЛ от приложенного напряжения практически повторяет вольт-амперную характеристику (ВАХ) структуры во всем доступном диапазоне (рис. 2), т. е. сверхлинейного роста интегральной мощности эмиссии, характерного для стимулированного излучения, не наблюдается (как и обужения спектра на рис. 1).

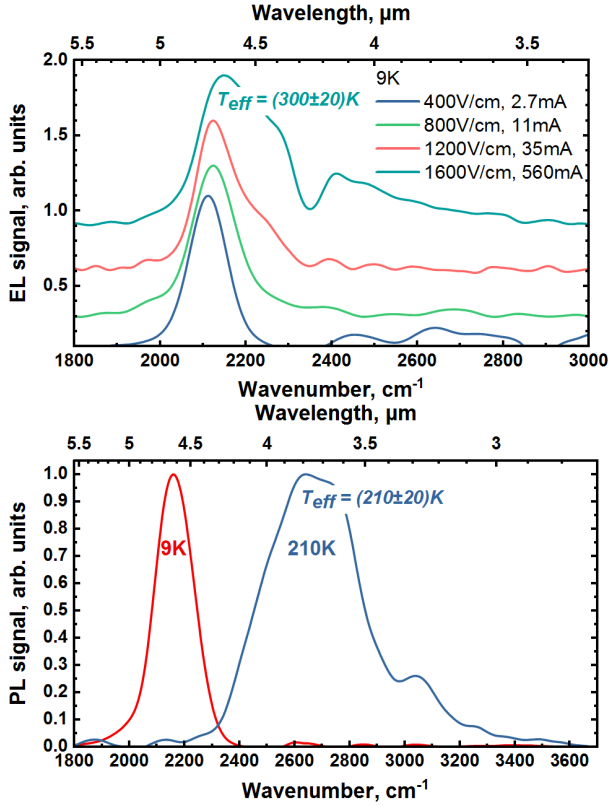


Рис. 1. Спектры ЭЛ- и ФЛ-структуры Q14

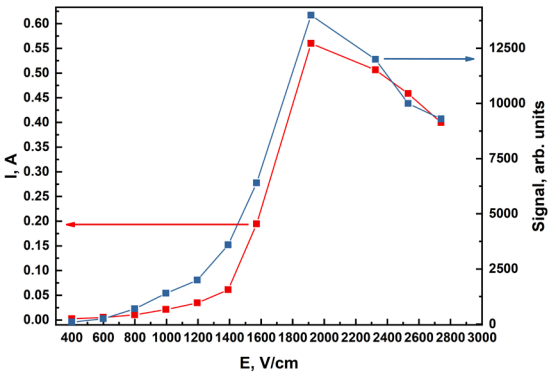


Рис. 2. ВАХ и зависимость интенсивности ЭЛ от приложенного электрического поля для структуры Q14

Выводы

Продемонстрирована ЭЛ в объемной пленке HgCdTe и волноводных гетероструктурах с КЯ на основе HgCdTe при токовой накачке. Возможность достижения условий развитого межзонного пробоя, при которых возможно усиление, ограничивается тепловым разрушением контактов к широкозóнным волноводным слоям структур, а в объемной пленке «выталкиванием» моды из активной области. Предполагается, что изготовление контактов непосредственно к слоям КЯ после удаления волноводных слоев, например с помощью технологии ионного травления, развитой в [3], позволит получить стимулированное излучения на межзонных переходах при токовой накачке в режиме межзонного пробоя.

Финансирование

Работа выполнена при поддержке гранта РНФ № 22-12-00310.

Литература

1. W. Lei, J. Antoszewski, and L. Faraone // Appl. Phys. Rev. **2.** 041303 (2015).

2. B. Benhamou-Bui et al. // APL Photonics**. 8** (11). 116106 (2023).

3. A. A. Razova et al. // Appl. Phys. Lett. 123 (16). 161105 (2023).

4. S. V. Morozov et al. // Appl. Phys. Lett. 104. 072102 (2014).

5. Alexander A. Dubinov // Journal of Luminescence. **263**. 120066 (2023).

Эффективные масса и *g*-фактор электронов в квантовой яме InGaAs с высоким содержанием InAs

Н. С. Сандаков[1]*, С. В. Гудина[1], В. Н. Неверов[1], А. С. Боголюбский[1], К. В. Туруткин[1], М. В. Якунин[1], И. С. Васильевский[2], А. Н. Виниченко[2]

[1]Институт физики металлов им. М. Н. Михеева УрО РАН, ул. С. Ковалевской, 18, Екатеринбург, 620108
[2]Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ», Каширское шоссе, 31, Москва, 115409
*sandakov-n@mail.ru

Измерены продольное и холловское удельные сопротивления при температуре T = (1,8–35) К в магнитных полях до B = 9 Тл, а также при постоянной T = 1,8 К в наклонных магнитных полях до 13 Тл. Определена эффективная масса m^* из осцилляций Шубникова – де Гааза, эффективный g-фактор оценен из термоактивационного поведения продольного сопротивления и по методу совпадений. Показано, что g-фактор анизотропен, $g_{\|} < g_{\perp}$.

Экспериментальное исследование параметров электронного энергетического спектра в квантующих магнитных полях, таких как эффективные масса и g-фактор, для полупроводниковых метаморфных гетероструктур InGaAs/InAlAs с высоким содержанием InAs (более 75%) в квантовой яме ранее не было представлено в полной мере.

В данной работе из осцилляций Шубникова – де Гааза (оШдГ) определены эффективная масса электронов проводимости m^*, эффективный g-фактор g^* и оценена анизотропия g^* в наклонных магнитных полях. Анализ активационного поведения проводимости при увеличении температуры T в режиме квантового эффекта Холла позволил определить величины энергии активации и оценить значения g^* для большого числа факторов заполнения ν.

Образцы и методика эксперимента. Гетероструктура $In_{0,9}Ga_{0,1}As/InAlAs$ выращена методом молекулярно-лучевой эпитаксии на установке RIBER compact-21 на подложке InP (100), толщина метаморфного буфера составила 1450 нм, ширина квантовой ямы 14 нм. Образец имеет односторонний δ-слой Si, легированный через спейсер. Технологические и структурные параметры представлены в [1]. Концентрация и холловская подвижность при температуре T = 1,8 К составили $n_S = 6{,}8 \cdot 10^{15}$ м$^{-2}$ и $\mu_H = 20$ м^2/В·с соответственно. Измерения продольного и холловского удельных сопротивлений проводились в центре коллективного пользования ИФМ УрО РАН на установке PPMS-9 Quantum Design – в магнитных полях B до 9 Тл в интервале T = (1,8–35) К, на установке Oxford Instruments – в наклонных магнитных полях до 13 Тл при T = 1,8 К. Измерения проводились на постоянном токе через образец 1 мкА.

Результаты и обсуждение. Циклотронная эффективная масса m^* определена из отношения амплитуд осцилляций r_{xx} в отсутствие наблюдения спинового расщепления уровней Ландау (УЛ) при различных T. Согласно формуле Лифшица – Косевича (ЛК) [2], полученная эффективная масса составила $m^* = 0{,}037 m_0$, где m_0 – масса свободного электрона.

Поведение продольного сопротивления в минимумах оШдГ при изменении температуры T может быть описано активационным уравнением Аррениуса [3]. Когда уровень Ферми находится между УЛ, то активация электронов в полосу делокализованных состояний шириной Γ определяется энергией активации. Обнаружено, что для циклотронных щелей температурная зависимость сопротивления демонстрирует увеличение энергии активации с ростом T. Так, для спин-расщепленных УЛ (с номером N) наблюдается активация электронов не только в соседний вышележащий УЛ со спином «вниз» (N+1↓) (T < 5 К), но и в следующий за ним со спином «вверх» (N+1 ↑)(T > 17 К). Для спин-вырожденных УЛ также наблюдается активация в два вышележащих уровня: с номером N+1 (T < 5 К) и в следующий за ним N+2 (T > 17 К). Для спиновых щелей активация наблюдается только в вышележащий спин-расщепленный УЛ. Значения g^*-фактора, полученные для различных спиновых щелей $|g^*| = 10{,}3$–$16{,}3$ в нечетных факторах заполнения ν = 3–11, много больше, чем таковые, определенные из орбитальных $|g^*| = 6{,}6$–$9{,}5$ в четных ν = 4–10, что может быть объяснено обменным взаимодействием нескомпенсированных по спину электронов [4].

Измерения в наклонных магнитных полях позволяют оценить анизотропию g^*-фактора, например, из анализа начала наблюдения спинового расщепления, а также из отношения амплитуд осцилляций r_{xx} при различных углах наклона магнитного поля θ согласно формуле ЛК. Определенное из двух вышеописанных методов значение анизотропии составило $|g_{\|}^*/g_{\perp}^*| = 0{,}46$ при $|g_{\perp}^*| = 10{,}5$. Анизотропия g^*-фактора изотропной зоны проводимости связана с расщеплением состояний легких и тяжелых дырок валентной зоны в результате размерного квантования [5].

В методе совпадений [4] с помощью наклонного магнитного поля можно управлять соотношением циклотронной энергии E_C и энергии спинового расщепления E_Z. Наблюдение выполнения условий $E_C = E_Z$ и $E_C = 2E_Z$ дает возможность определить g^*-фактор. Полученные таким образом значения g^*-фактора составили $|g^*| = 7{,}5$; 10,5 при ν = 15; 12 для спиновой и орбитальной щели соответственно. Видим, что усиление g^*-фактора в этом случае наблюдается для орбитальной щели, что согласуется с теоретическими расчетами в рамках **kP**-метода [6], согласно которым учет эффекта экранировки кулоновского взаимодействия дает усиление g^*-фактора для больших четных факторов заполнения.

Работа выполнена в рамках государственного задания «Электрон» Г. р. № 122021000039-4.

Литература

1. I. S. Vasil'evskii et al. // Semiconductors. 2016. V. 50. P. 559.
2. M. Lifshitz, A. M. Kosevich // JETP. 1956. V. 2. P. 636.
3. A. Usher et al // Phys Rev B. 1990. V. 41. P. 1129.
4. T. Ando, Y. Uemura // Phys. Soc. Japan. 1974. V. 37. P. 1044.
5. Е. Л. Ивченко, А .А. Киселев // ФТП. 1992. В. 26. С. 1471.
6. С. С. Криштопенко и др. // ФТП. 2015. В. 49. С. 196.

Низкокогерентный интегрально-оптический интерферометр для волоконно-оптических датчиков

Д. А. Семиков[1]*, А. И. Бобров[2], П. В. Волков[1], О. С. Вязанкин[1], А. П. Горшков[2], А. В. Горюнов[1], Г. А. Лемешевская[2], А. Ю. Лукьянов[1], А. В. Нежданов[2], К. В. Сидоренко[2]

[1]Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, 7, д. Афонино, Кстовский р-н, Нижегородская обл., 603087
[2]Нижегородский государственный университет им. Н. И. Лобачевского, пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603022
*semikovda@ipmras.ru

В работе представлен интегрально-оптический опорный интерферометр для систем регистрации сигналов с волоконно-оптических датчиков на базе тандемной низкокогерентной интерферометрии, обладающий высокой стабильностью и прецизионным управлением сдвигом фазы. Продемонстрирована возможность детектирования деформации объектов с помощью волоконно-оптических датчиков Фабри – Перо, подключенных к созданной системе регистрации.

Введение

В настоящее время наблюдается бурное развитие волоконно-оптических сенсоров различных конструкций. Большое распространение получили интерференционные датчики, в которых чувствительным элементом является волоконный интерферометр, например волоконный резонатор Фабри – Перо. На такой схеме построены датчики температуры, давления, акустической эмиссии и другие. Внешнее воздействие в таких сенсорах изменяет оптическую длину резонатора, которая регистрируется различными методами.

Одним из подходов реализации системы опроса датчиков является применение методов низкокогерентной интерферометрии. Низкокогерентная интерферометрия перспективна тем, что позволяет вынести измеряемый объект из системы регистрации и измерять удаленные объекты, соединенные с системой регистрации оптическим волокном. Являясь очень перспективной методикой, тандемная низкокогерентная интерферометрия требует хорошего перестраиваемого опорного интерферометра. Хотя вопрос стабильности опорного интерферометра можно решить путем сканирования, ряд методик может получить новые возможности при наличии стабильного в статике опорного интерферометра.

Как правило, опорный интерферометр исполняется либо в виде схемы на дискретных оптических элементах, либо в оптоволоконном виде. При использовании дискретных элементов схема получается громоздкой, а волоконные интерферометры обладают избыточными статическими дрейфами и повышенной чувствительностью к внешним шумам.

В данной работе предложена и реализована схема с кремниевым интегрально-оптическим управляемым интерферометром Маха – Цендера (ИМЦ).

Результаты

Опорный интерферометр представлял собой несбалансированный интерферометр Маха – Цендера (ИМЦ) с разностью длин плеч около 150 мкм. Ввод / вывод света в интегральную схему осуществлялся с помощью дифракционных решеток. В качестве делителей использовались Y-делители с радиусами закругления 5 мкм и направленные X-ответвители.

Нагрев такого несбалансированного интерферометра приводит к изменению задержки между волнами на выходе. Теоретические оценки показывают, что смещение на одну длину волны соответствует нагреву около 80ºC. Были проведены экспериментальные измерения зависимости перестройки разности длин плеч кремниевого интегрального ИМЦ от температуры чипа. Чип нагревался с помощью внешнего нагревателя, расположенного под ним. В качестве источника излучения использовался суперлюминесцентный диод (1517 нм, ширина спектра 40 нм, оптическая мощность 1 мВт). Свет с выхода интерферометра поступал на спектрометр. На рис. 1 приведены спектры оптического сигнала на выходе ИМЦ для пяти различных напряжений нагревателя, стрелками показан сдвиг отдельной спектральной полосы при изменении напряжения на нагревателе. Диапазон изменения температуры составлял порядка 80 ºC.

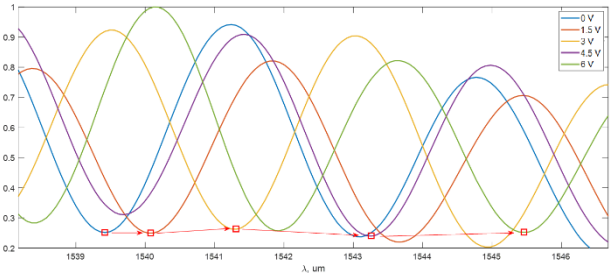


Рис. 1. Сдвиг экстремумов в спектре пропускания несбалансированного ИМЦ при изменении его температуры

Несмотря на весьма малый диапазон перестройки, для ряда алгоритмов такого диапазона достаточно для надежного считывания информации с датчиков с учетом компенсации дрейфов сенсора. При этом большим достоинством такой схемы является высокая стабильность опорного ИМЦ при стабилизации температуры, что позволяет организовать статические схемы с подстройкой.

Для демонстрации возможности считывания сигналов с датчика была собрана тандемная схема ИМЦ с интерференционным датчиком деформации [1]. Для регистрации сигнала, в отличие от предыдущего эксперимента, использовался не спектрометр, а фотоприемник, измеряющий интенсивность света. Датчик представлял собой внутриволоконный интерферометр Фабри – Перо, длина которого совпадала с оптической разностью хода в ИМЦ, что составляло око-

ло 300 мкм. Датчик наклеивался на металлическую плиту, которая подвергалась механической деформации. Вся схема, из-за изменения температуры ИМЦ, подстраивалась в точку максимальной чувствительности схемы, т. е. на линейный участок интерференционного сигнала. Изменение длины сенсора приводило к модуляции интенсивности на выходе схемы. На рис. 2 приведены сигналы, получаемые при деформации образца.

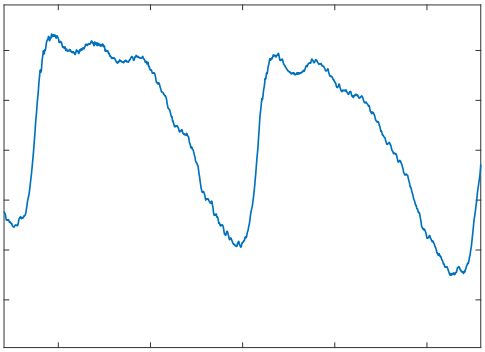


Рис. 2. Регистрируемый сигнал при деформации металлической плиты

Таким образом, предложенная схема позволяет создать интегрально оптическую систему считывания для интерференционных волоконных датчиков. Однако общее быстродействие такого варианта ограничивается скоростью нагрева всей оптической микросхемы и может быть достаточно большим, что ограничивает спектр возможных используемых алгоритмов обработки. Кроме того, большой рабочий диапазон по температуре приводит к достаточно жестким требованиям на узлы ввода/вывода излучения. Для того чтобы обойти эти ограничения, был разработан и реализован интегральный термооптический модулятор, описанный ниже, позволяющий получить быструю перестройку на заметно больший диапазон.

Интегральный термооптический модулятор представлял собой ИМЦ с тонкопленочным нагревателем, расположенным над одним из плеч интерферометра. Моделирование в COMSOL Multiphysics показало, что мощность, необходимая для сдвига на половину длины волны, составляет 18,4 мВт и не зависит от длины волновода.

Были проведены экспериментальные исследования характеристик ИМЦ с термооптическим модулятором. На рис. 3 приведены результаты статических измерений интенсивности на выходе ИМЦ от подаваемого напряжения для нагревателя длиной 140 мкм. В качестве источника излучения использовался лазер с длиной волны 1555 нм. Видно, что в пределах рабочего диапазона температур предлагаемый модулятор позволяет получить перестройку на несколько длин волн. При увеличении длины нагревателя диапазон модуляции фазы при том же диапазоне напряжений возрастает. Экспериментально были проведены динамические измерения. Время переключения составило 10 мкс. Этой величины достаточно, чтобы реализовать схему подстройки рабочей точки с использованием большинства существующих алгоритмов компенсации дрейфов, в частности алгоритма следящего интерферометра или гомодинной демодуляции.

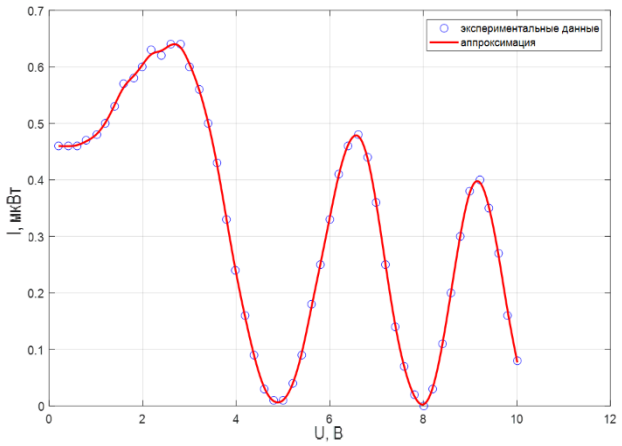


Рис. 3. Интенсивность на выходе ИМЦ (длина нагревателя 140 мкм) при изменении напряжения на нагревателе

Выводы

В работе реализована схема считывания интерференционных волоконно-оптических датчиков на базе тандемной низкокогерентной интерферометрии с интегрально-оптическим опорным интерферометром. Показана возможность точной подстройки схемы в точку максимальной чувствительности и высокая стабильность ее поддержания. При этом существует возможность работы как в статическом режиме, так и в динамическом режиме следящего интерферометра.

Финансирование

В части математического моделирования работа выполнена при поддержке Министерства науки и высшего образования Российской Федерации, проект № FSWR-2022-0007.

В части эксперимента исследование выполнено в рамках научной программы Национального центра физики и математики, направление № 1 «Национальный центр исследования архитектур суперкомпьютеров. Этап 2023-2025».

Литература

1. Petr Volkov, Andrey Lukyanov, Alexander Goryunov, Daniil Semikov, Oleg Vyazankin // Sensors. 2024. 24. 552. DOI: 10.3390/s24020552.

Исследование и оптимизация КМОП-совместимых мемристивных наноструктур для энергонезависимой резистивной памяти и нейроморфных устройств

Д. А. Серов*, А. В. Круглов, М. А. Рябова, В. А. Лобанова, М. Н. Коряжкина, М. Е. Шенина, И. Н. Антонов, А. Н. Михайлов, О. Н. Горшков

НОЦ ФТНС Нижегородский государственный университет им. Н. И. Лобачевского, пр. Гагарина, 23/3, Нижний Новгород, 603022
*serow.dim2015@yandex.ru

Для успешной интеграции мемристивных устройств в технологический процесс КМОП рабочие параметры мемристоров должны соответствовать параметрам управляющих элементов в КМОП-схемах, а параметры резистивного переключения (РП) иметь малый разброс, что является одной из актуальных задач. Стабилизация параметров РП и характеристик мемристоров может быть достигнута выбором оптимальных материалов и технологии для их изготовления, а также оптимизацией протоколов их переключения, что показано в данной работе на примере мемристивных наноструктур «металл – диэлектрик – металл» (МДМ) на основе стабилизированного диоксида циркония.

Мемристоры имеют простую конденсатороподобную структуру и широко используются в разработках элементов нового вида энергонезависимой резистивной памяти, а также в качестве аналогов синапсов и нейронов в искусственных нейронных сетях при создании новых вычислительных систем. Проблема повышения стабильности параметров мемристоров – одна из наиболее актуальных проблем мемристорной электроники. Одним из решений данной проблемы считается использование дополнительных к резистивному слою слоев Al_2O_3 с целью уменьшения токов утечки через резистивный слой и дополнительного ограничения избыточной диффузии ионов кислорода на границах резистивного слоя и активного электрода [1]. Другой подход основан на оптимизации протоколов переключения, в частности подборе оптимальной величины тока ограничения. Ток ограничения позволяет управлять размером (диаметром) формируемого филамента [2], а следовательно, сопротивлением (величиной тока) в проводящем состоянии мемристора. Управление током ограничения также используется для получения многоуровневого переключения в устройствах RRAM [3], что является одним из эффективных способов повышения плотности хранения данных без значительных изменений в существующих технологиях и существенного увеличения стоимости производства.

Для успешной интеграции мемристивных устройств в технологический процесс КМОП и создания вычислительных схем на их основе к рабочим параметрам мемристоров предъявляется ряд требований. Для КМОП-схем, изготовленных при сотрудничестве ННГУ им. Н. И. Лобачевского и НИИИС им. Ю. Е. Седакова, предельные значения напряжения и токов составляют 5 В и 10 мА соответственно. Кроме того, мемристоры должны демонстрировать большое количество ($\geq 10^6$) циклов переключения, длительное время удержания резистивного состояния, малый разброс параметров РП и низкое энергопотребление.

Методика эксперимента

Исследуемые образцы (рис. 1, *а*) представляют собой МДМ-структуру на основе функционального слоя ZrO_2 с добавлением 12% мол. Y_2O_3, а также с дополнительным слоем Al_2O_3 (толщиной 3, 6 или 9 нм), нанесенных методом магнетронного распыления. Исследование вольт-амперных характеристик (ВАХ) выполнено с помощью анализатора параметров полупроводниковых приборов Agilent B1500A и зондовой станции Everbeing EB-6. В процессе записи ВАХ обеспечивалось ограничение тока I_{CC} в диапазоне от 50 до 1000 мкА.

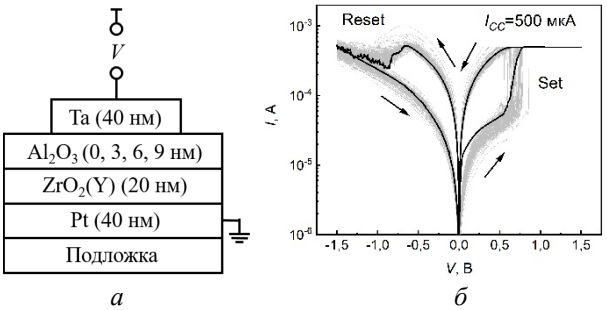


Рис. 1. Схематичное изображение структур $Ta/Al_2O_3/ZrO_2(Y)/Pt$ (*а*) и их типичные ВАХ (*б*)

Построение и обработка полученных ВАХ осуществлялись с помощью пакета визуализации и анализа экспериментальных данных Origin и программы для оптимизации обработки ВАХ IVOptiProg.

Результаты

На рис. 1, *б* показана типичная серия из 100 ВАХ (серым цветом) и усредненная кривая (черным цветом). Все исследованные структуры демонстрируют биполярный тип РП, с процессом Set в положительной области и процессом Reset при отрицательной полярности напряжения.

Вид ВАХ и время сохранения резистивных состояний зависят от используемого тока ограничения. На рис. 2 на одном графике приведены усредненные ВАХ структуры $Ta/ZrO_2(Y)/Pt$, измеренные при различных значениях I_{CC}. Видно, что при токах ограничения 50 и 100 мкА высокоомное состояние (HRS) остается неизменными, в то время как токи в низкоомных состояниях (LRS) существенно меняются.

Тест на сохранение состояний (временная зависимость тока в состояниях HRS и LRS) показал, что, несмотря на реализующееся РП, резистивные состояния при малых I_{CC} не сохраняются со временем (т. е. РП является энергозависимым). При переходе же к токам ограничения 200 мкА происходит изменение состояния HRS, после чего оно уже не меняется при больших значениях тока ограничения (300, 500 и 1000 мкА), а РП становится энергонезависимым. При малых значениях тока ограничения формируются тонкие нестабильные филаменты, которые склонны к саморассасыванию. При больших токах ограничения образуются толстые стабильные филаменты, поэтому РП становится энергонезависимым.

Структуры с разной толщиной Al_2O_3 демонстрировали переход к энергонезависимому РП при разных граничных значениях тока ограничения: со 100 мкА для 6 нм, с 200 мкА для 0 и 9 нм, с 300 мкА для 3 нм Al_2O_3.

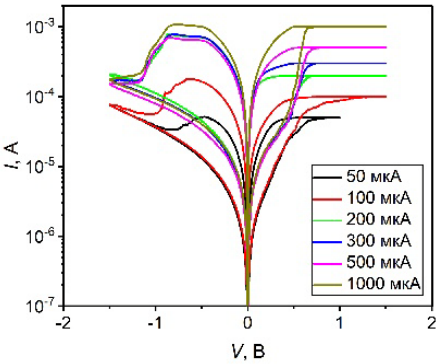


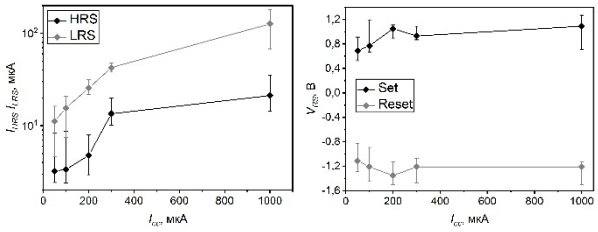
Рис. 2. Усредненные ВАХ структуры $Ta/ZrO_2(Y)/Pt$ при разных значениях тока ограничения

Максимальные токи, протекающие через мемристор в процессе Reset, не превышают установленное значение тока ограничения, т. е. хорошо контролируются в процессе эксперимента, а напряжения переключения не превышают 1,5–2 В.

Зависимости токовых состояний I_{LRS} и I_{HRS} (при напряжении чтения V_{Read} = 0,15 В) и напряжений переключения от тока ограничения, полученные для структуры Ta/Al_2O_3 (6 нм) / $ZrO_2(Y)/Pt$, показаны на рис. 3, *а* и *б* соответственно. Пересечение токовых состояний отсутствует уже при токе ограничения 200 мкА, при этом величина зазора между состояниями I_{LRS} и I_{HRS} возрастает с увеличением тока ограничения. Разброс токовых состояний, однако, также возрастает при увеличении значения I_{CC}, так что оптимальным следует считать использование токов ограничения 200–300 мкА. Напряжения переключения также слегка возрастают при увеличении тока ограничения, однако стоит отметить, что разброс значений V_{Set} и V_{Reset} минимален при промежуточных токах ограничения (300 мкА).

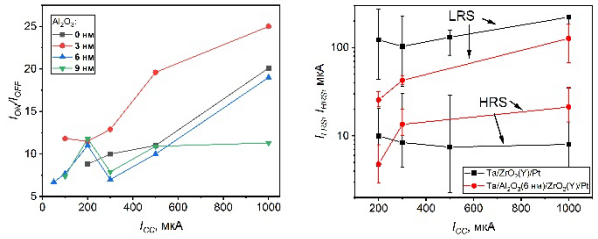
На разброс токовых состояний также существенное влияние оказывают наличие и толщина дополнительного слоя Al_2O_3. Установлено, что добавление слоя Al_2O_3 существенно уменьшает вариабельность токовых состояний, что наиболее выражено при его толщине 6 нм (рис. 4, *б*).

Зависимость отношения токов от I_{CC} имеет немонотонный характер. Однако, начиная с 300 мкА (когда РП становится энергонезависимым), наблюдается рост значения I_{ON}/I_{OFF} при увеличении тока ограничения, что дает возможность использовать величину тока ограничения для контроля резистивных состояний.



а *б*

Рис. 3. Зависимости токов в разных резистивных состояниях (*а*) и напряжений переключения (*б*) от величины тока ограничения для структуры Ta/Al_2O_3(6 нм) / $ZrO_2(Y)/Pt$



а *б*

Рис. 4. Зависимость токового коридора (*а*) и вариабельности токов в состояниях HRS и LRS (*б*) от тока ограничения для структур $Ta/ZrO_2(Y)/Pt$ и $Ta/Al_2O_3/ZrO_2(Y)/Pt$

Выводы

Исследование влияния тока ограничения на параметры РП мемристоров показало наличие граничного значения, при котором резистивные состояния становятся энергонезависимыми. Несмотря на увеличение отношения токов I_{ON} и I_{OFF} с ростом тока ограничения, одновременно увеличивается и разброс токовых состояний, поэтому с точки зрения минимального энергопотребления мемристорных структур оптимальным является использование тока ограничения 300 мкА. Использование дополнительного слоя Al_2O_3 улучшает стабильность токовых состояний, что наиболее выражено при толщине Al_2O_3 6 нм. Максимальные токи, протекающие через мемристор, и рабочие напряжения не превышают 10 мА и 5 В, что соответствует требованиям к КМОП-интеграции мемристивных устройств.

Финансирование

Работа выполнена в рамках госзадания № FSWR-2022-0009.

Литература

1. X. A. Tran et al. // IEEE Electron Device Letters. 2011. V. 32. P. 1290–1292.

2. K. Humood et. al. // Electronic Materials. 2021. V. 8. P. 4397–4406.

3. C. Mahata, M. Kang and S. Kim // Nanomaterials. 2020. V. 10. P. 2069.

Возбуждение гибридных мод в структурах с плазмонными наноантеннами, сопряженными с множественными квантовыми ямами GeSiSn/Si

И. В. Скворцов[1,*], В. А. Тимофеев[1], В. И. Машанов[1], А. Е. Гайдук[1], А. А. Блошкин[1], В. В. Кириенко[1], Д. Е. Уткин[1], А. И. Никифоров[1], Д. В. Коляда[2], Д. Д. Фирсов[2], О. С. Комков[2]

[1]Институт физики полупроводников им. А. В. Ржанова СО РАН, пр. Акад. Лаврентьева, 13, Новосибирск, 630090
[2]Санкт-Петербургский государственный электротехнический университет «ЛЭТИ» им. В. И. Ульянова, ул. Проф. Попова, 5, Санкт-Петербург, 197022
*i.skvortsov@isp.nsc.ru

В данной работе продемонстрирована возможность усиления фотолюминесценции (ФЛ) и фототока в структурах с множественными квантовыми ямами (МКЯ) GeSiSn/Si, совмещенными с плазмонными наноантеннами на основе алюминия, путем возбуждения гибридных мод. Образование гибридных мод происходило в результате взаимодействия локализованных плазмонов и волноводных мод. Наблюдалось усиление интенсивности ФЛ МКЯ в 2,5 раза на длине волны 1,9 мкм. Продемонстрировано увеличение сигнала фототока p-i-n фотодиодов на основе МКЯ и плазмонных наноантенн до 7 раз в диапазоне длин волн 1,6–1,9 мкм.

Введение

Материал GeSiSn совместим с кремниевой технологией и является более узкозонным полупроводником по сравнению с Ge и Si, что делает его перспективным для устройств фотоники ближнего и среднего ИК-диапазона [1]. Широко распространенным подходом для увеличения фотоотклика структур является применение метаматериалов, например, плазмонных наноантенн, позволяющих усилить электромагнитное поле в активной области путем различных оптических резонансов. Явление плазмонного резонанса в металлических наноантеннах нашло применение в поляризационно-независимых УФ- и ИК-фильтрах для солнечных элементов, в светодиодах для усиления электролюминесценции, а также в различных других приложениях [2, 3]. Цель данной работы заключается в установлении оптических и электрофизических свойств множественных квантовых ям (МКЯ) GeSiSn/Si, сопряженных с плазмонными наноантеннами.

МКЯ GeSiSn/Si были получены на подложках кремний на изоляторе (КНИ) методом молекулярно-лучевой эпитаксии в условиях сверхвысокого вакуума. Многослойные структуры включали 10 периодов квантовых ям $Ge_{0,84}Si_{0,076}Sn_{0,084}$/Si. Толщина слоев GeSiSn составляла 1 нм, а барьерных слоев Si – 7 нм. Для усиления фотоотклика МКЯ GeSiSn/Si были разработаны плазмонные структуры в виде периодически расположенных крестообразных алюминиевых наноантенн. Такая форма наноантенн позволяет получить длину волны плазмонного резонанса в инфракрасной области спектра путем изменения аспектного отношения крестов. Элементы массива наноантенн были сформированы на поверхности структуры с множественными квантовыми ямами при помощи электронно-лучевой литографии, напыления металла в вакууме и последующего lift-off процесса. Были выбраны следующие параметры наноантенн: период решетки $T = 550$, 600 и 650 нм, длина крестов $L = 330$ нм, ширина крестов $a = 100$ нм и толщина осажденного металла $d = 50$ нм. Морфология поверхности плазмонных структур изучалась методом сканирующей электронной микроскопии (СЭМ) (рис. 1). P-i-n-фотодиоды на основе МКЯ и плазмонных наноантенн изготавливались в виде мез круглой формы с диаметром 700 мкм. Массивы наноантенн формировались внутри верхнего кольцевого электрода.

Результаты

Методами численного моделирования исследованы электромагнитные характеристики метаповерхностей на основе алюминиевых крестов, расположенных на подложке КНИ.

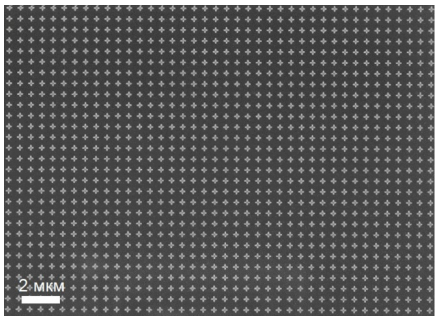


Рис. 1. СЭМ-изображение массива плазмонных наноантенн

Показано, что спектральное и пространственное перекрытие локализованного плазмона в крестах и волноводных мод в полупроводниковой пленке приводит к образованию гибридных мод, обладающих резонансным профилем типа Фано. Оптические свойства плазмонных структур, совмещенных с МКЯ GeSiSn/Si были изучены путем проведения измерений спектров фотолюминесценции (ФЛ) и отражения. Продемонстрировано усиление сигнала ФЛ, в диапазоне энергий 0,35–0,7 эВ, по сравнению с исходной пластиной. При этом в спектрах отражения наблюдаются выраженные особенности вблизи длины волны 1,9 мкм, представляющие собой перегибы от минимума отражения к максимуму. Обнаружено усиление ФЛ в 2,5 раза на длине волны 1,9 мкм, совпадающей с максимумом спектра коэффициента отражения плазмонной структуры. При нанесении массива крестообразных плазмонных наноантенн на поверхность ис-

ходной p-i-n диодной структуры в спектрах фототока появляются пики, связанные с гибридными модами, которые формируются при взаимодействии волноводных мод с локализованными плазмонами, возникающими на границе раздела алюминиевая наноантенна – кремний. Изменение периода массива плазмонных наноантенн от 550 до 650 нм приводит к различному набору резонансных пиков в спектрах фототока. Наиболее оптимальным является период 550 нм, при котором наблюдается наибольшее усиление фототока (до 7 раз) в длинноволновой области спектра в диапазоне 1,6–1,9 мкм. Проведено сравнение коэффициента усиления фототока p-i-n-диодов с плазмонной структурой с расчетной интегральной интенсивностью ближнего поля в области МКЯ GeSiSn/Si. Наблюдается небольшое смещение резонансных пиков, которое может быть связано с отличием используемых в расчете литературных данных по диэлектрической проницаемости материалов от экспериментальных значений, а также разбросом геометрических параметров изготовленных плазмонных наноантенн. Для прояснения характера взаимодействия локализованного плазмона с волноводной модой были проведены расчеты распределения модуля электрического в структуре с МКЯ GeSiSn/Si и плазмонными наноантеннами для электромагнитной волны, падающей по нормали к поверхности структуры. Показано возбуждение отдельно локализованного плазмона и волноводной моды, а также формирование гибридных мод.

Выводы

Продемонстрирована возможность значительного усиления интенсивности сигнала фотолюминесценции МКЯ GeSiSn/Si путем возбуждения гибридных мод в структурах с плазмонными алюминиевыми наноантеннами. Максимальное усиление фотолюминесценции составило до 2,5 раз на длине волны 1,9 мкм. Разработаны p-i-n фотодиоды на основе МКЯ GeSiSn/Si, совмещенных с плазмонными наноантеннами. Определен оптимальный период массива наноантенн, при котором усиление фототока составило до 7 раз в диапазоне длин волн 1,6–1,9 мкм. Полученные результаты демонстрируют перспективы применения плазмонных наноантенн для повышения эффективности светоизлучающих и фотоприемных структур в ближнем инфракрасном диапазоне.

Финансирование

Работа выполнена при поддержке гранта РНФ № 20-79-10092.

Литература

1. D. Grützmacher, et al. // Appl. Phys. A. 2023. V. 129. P. 235.

2. V. Khoshdel, et al. // Optics Communications. 2019. V. 433. P. 275–282.

3. J. W. Lee, et al. // ACS Appl. Mater. Interfaces. 2020. V. 12. P. 36339–36346.

Особенности комбинационного рассеяния соединений Zn-IV-N_2

А. А. Скрылев*, А. В. Нежданов, Д. В. Шестаков, Л. М. Виноградова, А. И. Машин

Нижегородский государственный университет им. Н. И. Лобачевского, пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950
*skrylev.lexa@mail.ru

В работе рассмотрены особенности комбинационного рассеяния (КР) $ZnSnN_2$ и $ZnGeN_2$. Наличие широких максимумов на спектрах КР связано с дефектами замещения, нарушающими идеальную структуру и приводящими к «беспорядку» в катионной подрешетке. Одновременный рост интенсивности «бозонного» максимума и пиков 450 и 560 $см^{-1}$ в результате отжига образцов $ZnSnN_2$ демонстрирует усиление «беспорядка». Для мод КР $ZnGeN_2$ обнаружено сходство с модами КР GaN.

Введение

Благодаря близким параметрам решеток и схожим температурам роста Zn-IV-N_2 ($ZnSnN_2$, $ZnGeN_2$) и бинарных нитридов открывается возможность создания нитридных гетероструктур с желаемыми свойствами для светоизлучающих диодов [1] и солнечных элементов [2]. Например, $ZnGeN_2$/GaN формируют гетеропереход II типа [1], а в случае $ZnGeN_2$/$ZnSnN_2$ образуется гетеропереход I типа.

С помощью варьирования состава и в результате формирования $ZnSnN_2$ в различных фазах ($Pna2_1$, $Pmc2_1$) можно получать ширину запрещенной зоны в диапазоне от 1 до 2,4 эВ, а при 1,42 эВ, согласно пределу Шокли – Кайссера, можно достичь практически максимальной эффективности однопереходной солнечной ячейки ~33%. Также $ZnSnN_2$ имеет высокий коэффициент поглощения в диапазоне, хорошо согласующемся со спектром солнечного излучения [2]. Описанные выше факты демонстрируют его большой потенциал в солнечной энергетике.

Одним из распространенных и неразрушающих методов исследований свойств твердых тел является спектроскопия комбинационного рассеяния света. В данной работе постараемся описать рамановское рассеяние в $ZnSnN_2$, рассмотрим его связь со структурой, а также уделим внимание некоторой особенности КР в $ZnGeN_2$.

Методика получения и исследования

Для получения пленок применялся метод импульсного магнетронного распыления. Распыление мишеней (металлические Zn (99,995%) и Sn (Ge) (99,995%)) происходило в смеси газов Ar и N_2. Давление перед выращиванием было ниже $2 \cdot 10^{-8}$ мбар, а при осаждении поддерживалось на уровне $2 \cdot 10^{-3}$ мбар. В качестве подложек использовался сапфир ориентации $(1\bar{1}02)$. Их температура поддерживалась постоянной ~ 400–600 °C. Также был проведен отжиг ряда образцов $ZnSnN_2$ при температурах 400 и 450 °C.

Спектры КР были получены на комплексе рамановской спектроскопии NTEGRA Spectra с применением лазера с длиной волны 632,8 нм. Исследование проводилось в схеме на отражение. Все спектры были получены при комнатной температуре.

Результаты и их обсуждение

Zn-IV-N_2 представляют собой аналог вюрцита GaN, полученный путем замены атомов Ga на 2 атома Zn (группа II) и 2 атома Sn или Ge (группа IV). При особом упорядочении катионов в их подрешетке образуется структура $Pna2_1$, имеющая 16 атомов на элементарную ячейку, что дает 78 активных комбинационных мод 4 симметрий a_1, a_2, b_1 и b_2 [3]. Все эти моды являются рамановски активными.

В первичных экспериментах был записан спектр КР образца S1 (рис. 1) без дополнительного поляризатора. Сразу же можно заметить сходство с модами симметрии a_2 [3], но тогда вопросы вызывают ширина линий КР, а также и общий вид спектра, напоминающий спектр, соответствующий аморфному состоянию. Также он практически повторяет спектр плотности фононных состояний [3].

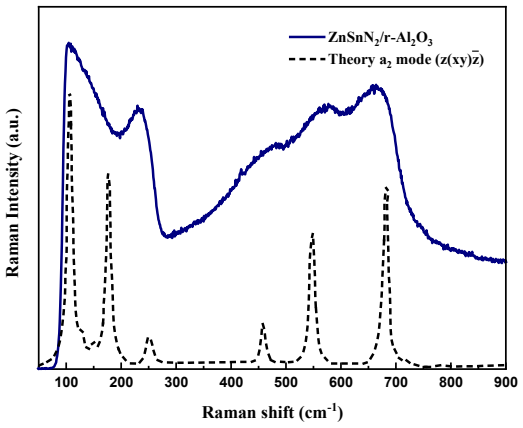


Рис. 1. Спектр КР образца S1 и рассчитанный спектр КР симметрии a_2 $ZnSnN_2$

Такая ситуация может возникать в результате появления дефектов, вызывающих разупорядочение в кристаллической структуре. В $ZnSnN_2$ такими дефектами могут быть точечные дефекты замещения типа Sn_{Zn} и Zn_{Sn}, нарушающие идеальную структуру. Для кристаллической структуры эти дефекты могут сказываться в виде изменения периодичности, что влечет за собой изменение первой зоны Бриллюэна, «складывание» ветвей фононного спектра. В результате многочисленных складываний для рамановской спектроскопии становятся доступными и акустические фононы, и оптические, и говорят, что «высвечивается» вся первая зона Бриллюэна.

Тогда по аналогии со спектром плотности фононных состояний можно выделить 3 области на рис. 2: акустическую ветвь, поперечную оптическую (TO) и продольную оптическую (LO). В TO-области находятся максимумы на 450 и 560 $см^{-1}$, которые, согласно ИК-спектроскопии, связаны с колебаниями связей

Zn-N-Sn. Сравнивая спектр (см. рис. 2) со спектром нитрида цинка, можно предположить, что максимумы в LO и акустической областях на 660 и 230 см$^{-1}$ связаны с колебаниями связей Zn-N.

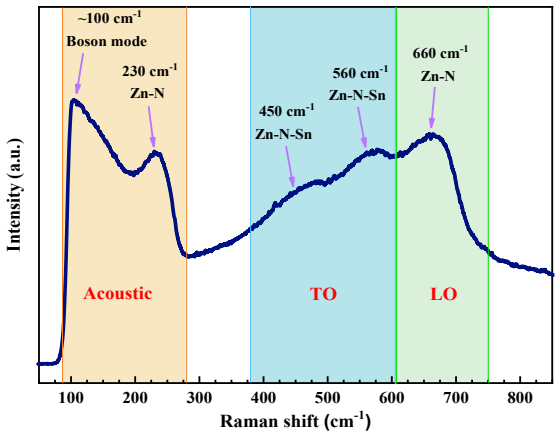


Рис. 2. Спектр КР образца S1

В низкочастотной области предположительно находится так называемый «бозонный» пик. Наличие бозонного максимума и его интенсивность можно называть характеристикой состояния $ZnSnN_2$ и показателем «беспорядка» в катионной подрешетке.

Переходя к практическому применению знаний о КР в $ZnSnN_2$, рассмотрели серию образцов, подвергнутую отжигу при температурах 400 и 450 °C. Наибольшие изменения происходили при отжиге с температурой 450 °C, что наглядно видно на спектрах (рис 3).

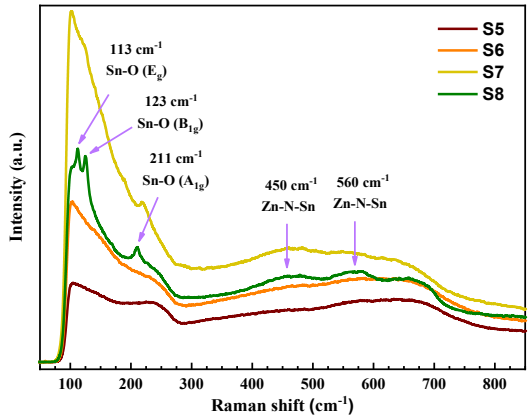


Рис. 3. Спектры КР образцов S5–S8 до и после отжига

Таблица 1. Параметры отжига

	Время отжига, мин		Температура отжига, ºC	
S5	-		-	
S6	60		400	
S7	60	60	400	450
S8	300		450	

Можно заметить рост интенсивности максимумов на 450 и 560 см$^{-1}$, а также «бозонного» пика. Одновременное их увеличение можно интерпретировать как рост числа связей Zn-N-Sn, при котором, однако, цинк и олово занимают случайные позиции в своей подрешетке, усиливая «беспорядок».

Небольшие максимумы в низкочастотной области связаны с колебанием связи Sn-O.

В части, связанной с $ZnGeN_2$, был записан спектр КР (рис. 4) и обнаружено его сходство с модой a^2.

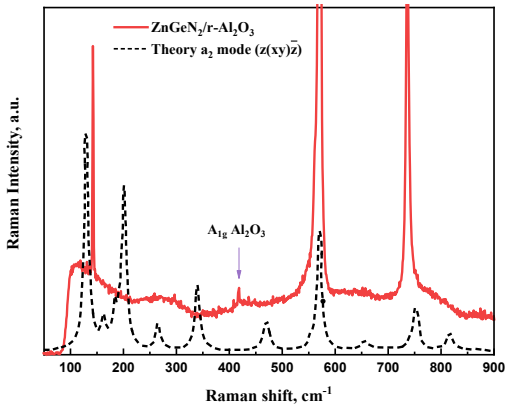


Рис. 4. Спектр КР образца $ZnGeN_2$

Изначально максимумы 570 и 736 см$^{-1}$, идентифицированные на фоне низкоинтенсивной сильно уширенной части спектра, были приняты за пики моды a^2. Однако после более подробных поляризационных рамановских измерений было обнаружено аномальное поведение максимума на 736 см$^{-1}$. В результате в совокупности с оптическими измерениями ширины запрещенной зоны выяснилось наличие дополнительного слоя GaN, который и привносит пики 570 и 736 см$^{-1}$. Действительно, GaN и $ZnGeN_2$ имеют очень похожие вюрцитные моды ввиду почти одинаковых длин связей Ga-N и Zn-N, Ge-N, и без дополнительных поляризационных измерений различить их трудно.

Выводы

Таким образом, широкие максимумы КР в $ZnSnN_2$ связаны с наличием дефектов замещения, которые приводят к искажениям идеальной структуры, «складываниям» ветвей фононного спектра, а также к «высвечиванию» всей первой зоны Бриллюэна. Низкоинтенсивный фон на спектре $ZnGeN_2$ должен иметь такую же природу.

Изменение структуры $ZnSnN_2$ в результате отжига приводит к увеличению «беспорядка» в катионной подрешетке, однако его влияние на эффективность солнечного элемента неоднозначно и требует дополнительных исследований.

Финансирование

Работа выполнена при поддержке Министерства науки и высшего образования Российской Федерации, проект № FSWR-2023-0035.

Литература

1. Atchara Punya, Walter R. L. Lambrecht, et al. // Phys. Rev. B. **88.** 075302 (2017).

2. A. Nezhdanov, A. Skrylev, et al. // Opt. Mater. **144** 114335 (2023).

3. Timothy J. Peshek, Tula R. Paudel, et al. Phys. Rev. B. **77.** 235213 (2008).

Свойства мод топологических дефектов в двумерных гексагональных фотонных кристаллах

Е. О. Смолина[1,*], М. В. Степихова[2], А. В. Новиков[2]

[1]Институт прикладной физики им. А. В. Гапонова-Грехова РАН, ул. Ульянова, 46, Нижний Новгород, 603905
[2]Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, 7, д. Афонино, Кстовский р-н, Нижегородская обл., 603087
*smolina@ipfran.ru

В работе изучены моды двумерного гексагонального фотонного кристалла, локализованные около топологического дефекта, представляющего собой круглую замкнутую границу. Для параметров, соответствующих экспериментально реализуемому диапазону, выполнено полномасштабное трехмерное моделирование в рамках уравнений Максвелла. Проанализированы распределения ближних и дальних полей двух вырожденных дипольных мод.

Введение

С развитием современных технологий фотонные компоненты находят все более широкое применение в различных прикладных задачах. В частности, оптические элементы служат энергоэффективным, быстродействующим дополнением к повсеместно используемым электронным вычислительным устройствам. В этой связи возникает ряд актуальных задач, связанных с контролем и управлением поведением электромагнитных волн в фотонных физических системах. Одно из перспективных направлений здесь – исследование электромагнитных состояний, свойства которых не подвержены локальным мелкомасштабным возмущениям. Такую особенность описывают с применением концепции топологии. Данную идею можно реализовать в периодически структурированном фотонном материале, например, в фотонном кристалле (ФК), и управлять свойствами света путем введения топологических дефектов в реальном пространстве (ТД). ТД – это кристаллографические дефекты, которые представляют собой относительно крупномасштабные особенности решетки, что делает их устойчивыми к локальным деформациям и позволяет использовать в различных приложениях [1]. ТД возникают в результате соответствующей пространственной перегруппировки структурных элементов, составляющих решетку, без их удаления и добавления. ТД позволяют не только управлять распространением излучения в плоскости ФК, но и обеспечивают эффективный, направленный вывод излучения из них. Поэтому различные типы ТД используют для конструирования новых источников излучения. Они важны для практических приложений, в том числе связанных с созданием кремниевых излучателей ближнего инфракрасного диапазона, работающих при комнатной температуре. В качестве конкретного примера экспериментально реализуемой платформы можно рассматривать подобные дефекты в фотонных кристаллах в кремниевых структурах с нанооствровками Ge(Si) [2].

Результаты

В данной работе изучены свойства мод гексагонального фотонного кристалла, локализованных около топологического дефекта, представляющего собой круглую замкнутую границу (grain boundary loop, см. схему на рис. 1). Этот пространственный кристаллографический дефект сформирован путем вращения ограниченной области ФК на угол 90 градусов. Моды такой решетки были исследованы численно.

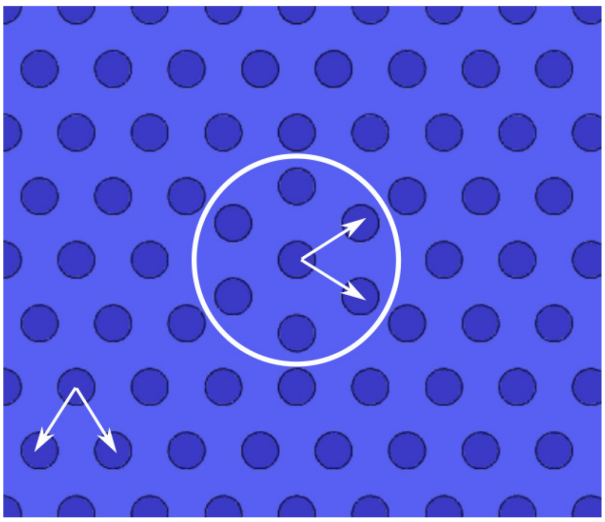


Рис. 1. Схема топологического дефекта, представляющего собой круглую замкнутую границу (обозначена окружностью)

Полномасштабное трехмерное моделирование проводилось для кремниевой мембраны с круглыми воздушными отверстиями и внедренными нанооствровками Ge(Si) в широком диапазоне экспериментально допустимых значений. Пример получившихся распределений полей для конкретных параметров системы в ближней и дальней зонах показан на рис. 2. Видно, что моды, обозначенные как D_1 и D_2, имеют дипольную природу. Их добротность составляет величину порядка 1000. Сильная пространственная локализация электромагнитных полей около дефекта обуславливает малый модовый объем получившихся распределений.

С использованием распределения ближнего поля выделенных мод восстановлена диаграмма направленности их излучения в дальней зоне. Она характеризуется ярко выраженным максимумом в нормальном направлении. Поляризация в зоне дальнего поля линейна, причем ориентация колебаний электрического поля ортогональна для мод D_1 и D_2. С учетом того, что дипольные моды вырождены по частоте, данный факт может быть использован для создания источника циркулярной поляризации.

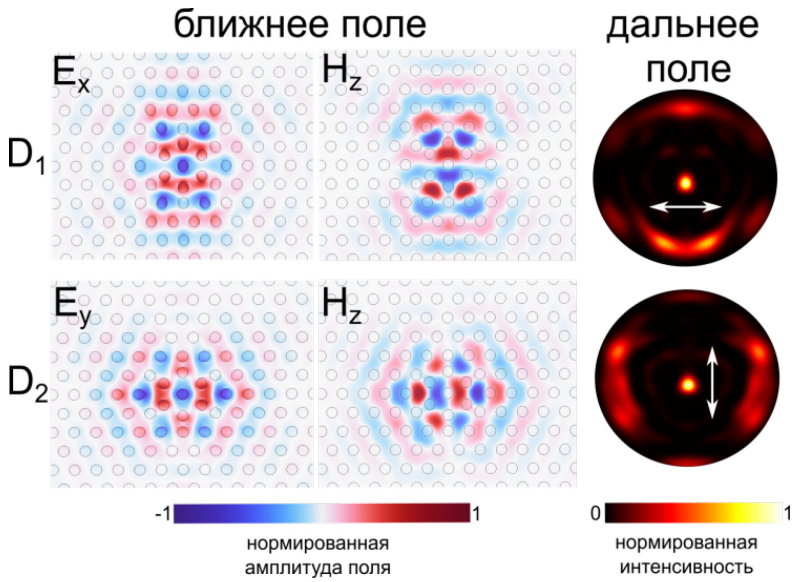


Рис. 2. Ближнее и дальнее поля двух вырожденных дипольных мод (D_1 и D_2) топологического дефекта. Для ближнего поля показаны компоненты электрического и магнитного полей, для дальнего поля – интенсивность, характеризующая диаграмму направленности в перпендикулярном ФК направлении. Толщина слоя кремния составляет 250 нм, диаметр воздушных отверстий 200 нм, пространственный период решетки 400 нм. Дипольные моды возникают на частоте 200 ТГц

Выводы

Продемонстрированы свойства вырожденных дипольных мод топологического дефекта в двумерном фотонном кристалле. Восстановлена диаграмма направленности, характеризующаяся максимумом в нормальном направлении. Продемонстрировано, что поляризация поля в дальней зоне линейна. Хотя моделирование проводилось для конкретной физической системы, результаты исследования носят фундаментальный характер и могут быть распространены на широкий класс светоизлучающих структур и использованы для создания эффективных, компактных источников излучения. Планируется работать над дальнейшей экспериментальной реализацией представленной идеи.

Финансирование

Работа выполнена при поддержке Министерства науки и высшего образования РФ в рамках НЦМУ «Центр фотоники», соглашение № 075-15-2022-316.

Литература

1. X. Zhang et al. // Nature. 2023. V. 618. 7966. P. 687–697.

2. A. Peretokin et al. // Nanomaterials. 2023. V. 13, no. 10. P. 1678.

Исследование процесса генерации тока пучками легированных азотом углеродных нанотрубок для создания наногенераторов

О. И. Соболева[1,*], М. Р. Полывянова[1], О. И. Ильин[1], М. В. Ильина[2]

[1]Южный федеральный университет, Лаборатория технологии функциональных наноматериалов, ул. Шевченко, 2, Таганрог, 347922
[2]Южный федеральный университет, Институт нанотехнологий, электроники и приборостроения, ул. Шевченко, 2, Таганрог, 347922.
*osotova@sfedu.ru

В работе представлены результаты исследования генерации тока легированными азотом углеродными нанотрубками, объединенными в пучки. Показано, что в начальный момент времени пучок нанотрубок находится в высокоомном состоянии из-за исходной деформации. Установлено, что после переключения в низкоомное состояние пучок способен генерировать ток в течение 60 часов без дополнительных внешних воздействий.

Введение

Актуальной темой современных исследований в области электроники является разработка источников питания, обладающих малыми габаритами и не требующих частой подзарядки, для применения в электронных носимых устройствах. Данную задачу возможно решить при реализации идеи пьезоэлектрических наногенераторов (ПЭНГ) [1–3], способных преобразовывать внешнюю механическую энергию в электрическую. Однако полупроводниковые пьезоэлектрики обладают низкой чувствительностью к деформациям и не отличаются высокой гибкостью, а более чувствительные и гибкие полимерные пьезоэлектрики требуют более сложного формирования электрического контакта. В связи с этим активно ведется поиск функциональных материалов, обладающих совокупностью необходимых характеристик для создания энергоэффективных ПЭНГ.

В недавних исследованиях нами было установлено, что при легировании азотом углеродные нанотрубки (УНТ) начинают проявлять аномальные пьезоэлектрические свойства в результате формирования бамбукообразных перемычек в полости нанотрубки [4, 5]. В совокупности с превосходными электромеханическими свойствами легированные азотом УНТ (N-УНТ) являются перспективным материалом для создания ПЭНГ. Было показано, что при приложении внешней силы порядка единиц микроньютонов единичные N-УНТ генерируют ток величиной порядка сотен наноампер [5]. Целью данной работы является исследование процесса генерации тока пучками N-УНТ, имеющими исходную деформацию изгиба в результате объединения их в пучки.

Экспериментальные образцы и методы

В качестве экспериментального образца выступал массив N-УНТ, выращенный методом плазмохимического осаждения из газовой фазы при температуре роста 550 °С на проводящем подслое Mo. Геометрические параметы массива измерялись на растровом электронном микроскопе (РЭМ). Средняя длина N-УНТ составила $1{,}39 \pm 0{,}09$ мкм, а средний диаметр составил $46{,}4 \pm 12{,}0$ нм.

Пучки N-УНТ формировались под действием сил поверхностного натяжения. Массив N-УНТ помещался на 10 с в изопропиловый спирт. Затем образец высушивался на воздухе при 200 °С в течение 20 мин. В процессе испарения спирта вершины нанотрубок притягивались друг к другу под действием капиллярных сил и далее удерживались в пучке под действием сил Ван-дер-Ваальса. РЭМ-изображения массива N-УНТ после формирования пучков представлено на рис. 1. Средний диаметр пучков составил порядка 2,5 мкм, при этом количество нанотрубок в пучке изменялось от нескольких десятков до нескольких сотен.

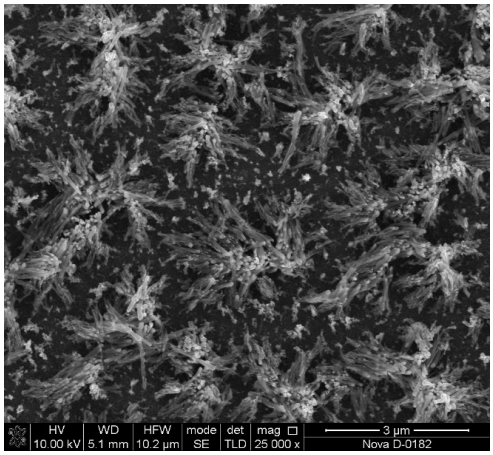


Рис. 1. РЭМ-изображение массива N-УНТ, объединенных в пучки

Измерение генерируемого пучками N-УНТ тока проводилось методом атомно-силовой микроскопии (АСМ). После предварительного сканирования в полуконтактном режиме АСМ-зонд подводился к пучку в «мягкий» контакт, и с помощью встроенного осциллографа детектировался ток, протекающий в системе «АСМ – зонд/пучок – N-УНТ/подслой Mo». Сопротивление нагрузки составляло около 10 МОм. В качестве АСМ-зонда выступал коммерческий кантилевер NSG10 с проводящим покрытием TiN. Сила воздействия зонда на пучок нанотрубок составила 0,6 мкН.

Результаты

В процессе проведения исследований было установлено, что при подводе зонда в контакт ток в системе не детектировался, так как N-УНТ по причине исходной деформации изгиба находились в высокоомном состоянии из-за своих мемристивных свойств [6]. После прикладывания к пучку N-УНТ импульса

напряжения ± 10 В наблюдалось переключение сопротивления пучка N-УНТ в низкоомное состояние, и начинал протекать ток величиной около 26 нА, как показано на рис. 2. При подаче последующих импульсов напряжения менее ± 10 В наблюдалось повторное переключение сопротивления N-УНТ. При этом величина тока, протекающего в низкоомном состоянии, уменьшилась пропорционально величине напряжения переключения, что обусловлено многоуровневым процессом переключения сопротивления N-УНТ под действием внешнего электрического поля [7].

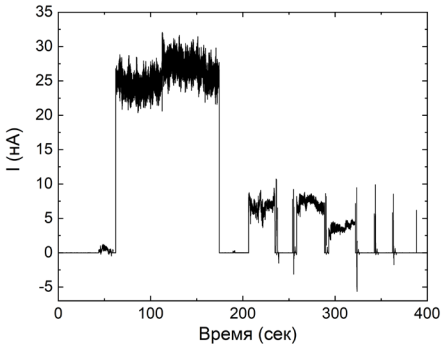


Рис. 2. Переключение сопротивления пучка N-УНТ при прикладывании импульса напряжения от ± 10 до ±5 В

При этом после переключения сопротивления пучка N-УНТ в низкоомное состояние генерация тока, протекающего в системе «АСМ – зонд/пучок – N-УНТ/подслой Mo» продолжалась в течение 60 ч без дополнительного внешнего воздействия, как показано на рис. 3.

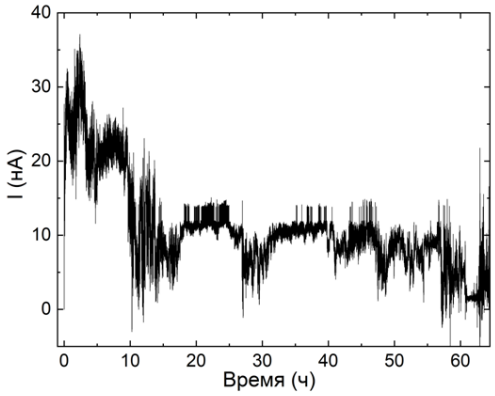


Рис. 3. Зависимость величины тока, генерируемого пучком N-УНТ, от времени

В начальный момент времени величина генерируемого тока составила порядка 25 нА, затем наблюдался скачок до 35 нА и постепенное уменьшение величины тока до 0. Уменьшение величины тока связано с разрядкой накопленного заряда в бамбукообразных перемычках N-УНТ в результате формирования исходной деформации изгиба при объединении их в пучок. Таким образом, показано, что предварительное формирование пучков легированных азотом углеродных нанотрубок и воздействие на них импульса внешнего электрического поля приводит к накоплению в них заряда, который может быть использован для генерации тока без дополнительного механического воздействия.

Выводы

В данной работе показано, что объединение N-УНТ в пучки позволяет генерировать ток без дополнительного внешнего воздействия из-за наличия изначальной деформации. Установлено, что пучок диаметром порядка 2,5 мкм способен непрерывно генерировать ток в течение 60 часов. Однако применение пучков N-УНТ в качестве материала ПЭНГ требует предварительного переключения их сопротивления путем прикладывания внешнего напряжения. Полученные результаты могут быть использованы при разработке устройств нанопьезотроники.

Финансирование

Исследование выполнено при поддержке гранта РНФ № 22-79-10163 в Южном федеральном университете.

Литература

1. Q. Xu, J. Wen, Y. Qin // Nano Energy. 2021. V. 86, № March.

2. U. Erturun et al. // Appl. Phys. Lett. 2021. V. 118, № 6. P. 063902.

3. N. Turdakyn et al. // Energy Reports. 2023. V. 10. P. 628–636.

4. M. V. Il'ina et al. // J. Mater. Chem. C. 2021. V. 9, № 18. P. 6014–6021.

5. M. Il'ina et al. // Carbon N. Y. Elsevier Ltd, 2022. V. 190. P. 348–358.

6. M. V. Il'ina et al. // Diam. Relat. Mater. Elsevier B. V. 2022. V. 123. P. 108858.

7. M. V. Il'ina et al. // Nanobiotechnology Reports. 2021. V. 16, no. 6. P. 821–828.

Структурные свойства гетероструктур на основе метаморфного буферного слоя InAlAs/GaAs с оптимизированным нелинейным профилем изменения состава

В. А. Соловьев*, М. Ю. Чернов, А. В. Мясоедов, Н. Д. Прасолов, Н. А. Берт, С. В. Иванов

Физико-технический институт им. А. Ф. Иоффе, ул. Политехническая, 26, Санкт-Петербург, 194021
*vasol@beam.ioffe.ru

В работе получены методом молекулярно-пучковой эпитаксии гетероструктуры на основе метаморфного буферного слоя с оптимизированным нелинейным профилем. Показано, что использование такого модифицированного градиентного слоя вместо корневого буферного слоя позволило добиться снижения в 3–4 раза плотности дефектов (прорастающих дислокаций и дефектов упаковки) в верхней области гетероструктур в полном соответствии с результатами ранее проведенного нами моделирования.

Введение

Метаморфная технология является наиболее продуктивным и предпочтительным методом получения полупроводниковых гетероструктур с низкой плотностью дефектов на сильно рассогласованных по параметру решетки подложках [1]. Такие структуры активно используются при разработке приборов современной полупроводниковой электроники, в том числе на основе твердых растворов $In_x(Ga, Al)_{1-x}As$ с высоким содержанием In ($x_{max} \geq 0,7$), включая транзисторы с высокой подвижностью электронов (HEMT), биполярные транзисторы на гетеропереходах, а также полупроводниковые светодиоды и лазеры, излучающие в среднем ИК-диапазоне (2–5 мкм).

Существенный прогресс, достигнутый в последние годы на пути их совершенствования, обусловлен использованием в качестве метаморфного буферного слоя (МБС) твердого раствора InAlAs с нелинейным (корневым) профилем изменения состава по толщине, что позволяет снизить плотность дислокаций почти на порядок величины по сравнению с МБС с линейным градиентом состава [2].

Еще более впечатляющие результаты, как было показано в работе [3], при оптимизации конструкции МБС $In_xAl_{1-x}As/GaAs$ ($x_{max} \geq 0,77$) путем численного моделирования в рамках энергетической модели [4] распределения плотности дислокаций несоответствия (ДН) вдоль направления эпитаксиального роста МБС, могут быть достигнуты при использовании предложенного нами нелинейного профиля МБС вида: $x(z) \sim (z/L)^{1/2} + (z/L) - (z/L)^{3/2}$.

Данная работа посвящена получению методом молекулярно-пучковой эпитаксии (МПЭ) и исследованию структурных свойств гетероструктур на основе МБС с оптимизированным нелинейным профилем, предложенным в работе [3], а также сравнению полученных экспериментальных данных с результатами расчетов, проведенных нами ранее. Гетероструктуры с таким модифицированным нелинейным МБС InAlAs были выращены методом МПЭ (RIBER 32P) на подложках нелегированного GaAs(100) и содержали слой постоянного состава $In_{0,75}Al_{0,25}As$ толщиной 400 нм, осажденный на МБС переменного состава (x_{max}= 0,77). Для сравнения были также получены в тех же технологических условиях роста (температурный режим, отношение потоков элементов III и V групп и т. п.) гетероструктуры с корневым МБС (x_{max}= 0 ,81). Исследования структурных свойств выращенных образцов выполнялись с использованием методов атомно-силовой (АСМ) и просвечивающей электронной (ПЭМ) микроскопии.

Результаты

Обнаружено, что характер и параметры (плотность характерных линий микрорельефа поверхности) так называемого поперечно-полосатого (cross-hatch) волнообразного рельефа поверхности, наблюдаемого в АСМ и ориентированного в двух взаимно перпендикулярных направлениях [011] и [01-1], сильно отличаются для структур с разной конструкцией МБС, что, как известно, отражает характер рас-

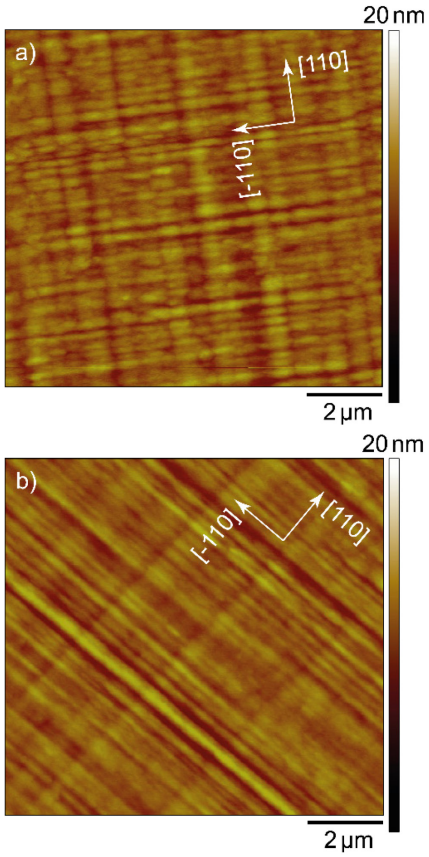


Рис. 1. Изображения АСМ поверхности образцов, выращенных с использованием корневого (*a*) и модифицированного нелинейного (*b*) МБС

пределения и плотность ДН, возникающих в процессе формирования МБС на сильно-рассогласованной по параметру решетки подложке (рис. 1). Как видно, плотность линий cross-hatch для образца, содержащего модифицированный МБС (рис. 1, *b*), и, стало быть, плотность ДН в нем в 1,5–2 раза ниже по сравнению с образцом на основе корневого МБС (рис. 1, *a*). Особенно заметное различие в плотности ДН наблюдается в направлении [-110].

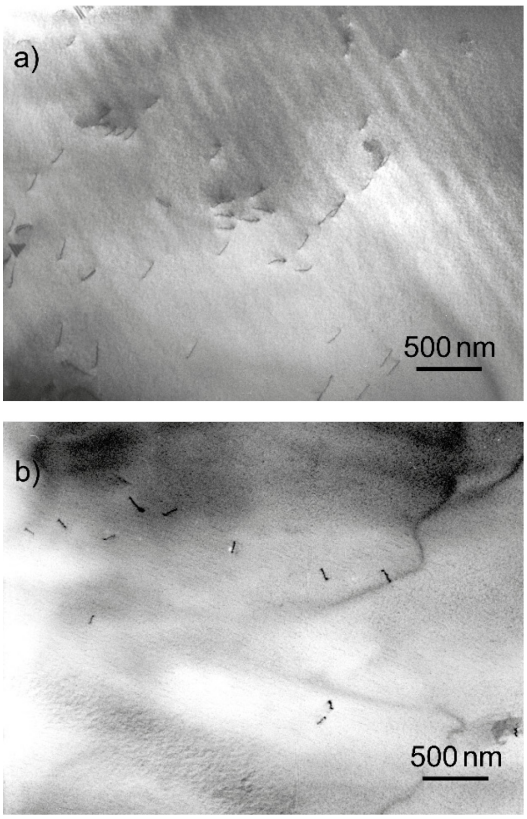


Рис. 2. Изображения ПЭМ, полученные в геометрии планарного сечения, приповерхностной области образцов, выращенных с использованием корневого (*a*) и модифицированного нелинейного (*b*) МБС

Следует также отметить, что величина шероховатости рельефа поверхности структур, выращенных на обоих типах МБС, была в пределах RMS = 1,2–1,4 нм (на площади 10·10 мкм^2).

Исследования гетероструктур методом ПЭМ в геометрии планарного сечения (рис. 2) также показали существенное (в 3–4 раза) снижение плотности дефектов (прорастающих дислокаций и дефектов упаковки) в приповерхностной области гетероструктур, полученных с использованием модифицированного нелинейного МБС, по сравнению со структурами на основе корневого МБС. Таким образом, полученные результаты полностью подтвердили предположение об эффективности предложенной конструкции МБС, высказанное в работе [3] на основе моделирования распределения ДН в метаморфных структурах.

Выводы

Использование модифицированного нелинейного МБС вместо корневого МБС позволило добиться существенного (в 3–4 раза) снижения плотности дефектов (прорастающих дислокаций и дефектов упаковки) в верхней области гетероструктур, выращиваемых на МБС InAlAs, в полном соответствии с результатами ранее проведенного нами моделирования распределения ДН в аналогичных метаморфных гетероструктурах. Полученные результаты имеют важное значение для повышения эффективности и надежности полупроводниковых приборов, разрабатываемых на основе метаморфных гетероструктур.

Финансирование

М. Ю. Чернов благодарит Российский научный фонд (грант № 22-79-00265) за частичную поддержку данных исследований.

Литература

1. S. Woo, E. Yeon, R. J. Chu, J. Kyhm, H. Son, H. W. Jang, D. Jung, W. J. Choi // Appl. Surf. Sci. 2023. V. 623. 156899.

2. S. V. Ivanov, M. Yu. Chernov, V. A. Solov'ev, P. N. Brunkov, D. D. Firsov, O. S. Komkov // Prog. Cryst. Growth Charact. Mater. 2019. V. 65. P. 20–35.

3. M. Yu. Chernov, V. A. Solov'ev, S. V. Ivanov // Semiconductors. 2023. V. 57. P. 154–160.

4. B. Bertoli, E. N. Suarez, J. E. Ayers, F. C. Jain // J. Appl. Phys. 2009. V. 106. 073519.

Локальное формирование упорядоченных массивов наноструктур AlGaAs на структурированной поверхности

Н. Е. Черненко[1], И. С. Махов[2], И. А. Мельниченко[2], С. В. Балакирев[1], Д. В. Кириченко[1], Н. А. Шандыба[1], Н. В. Крыжановская[2], М. С. Солодовник[1,*]

[1]Лаборатория эпитаксиальных технологий, Южный федеральный университет, ул. Шевченко, 2, Таганрог, 347922
[2]Международная лаборатория квантовой оптоэлектроники, НИУ «Высшая школа экономики», ул. Союза Печатников, 16, Санкт-Петербург, 190008
*solodovnikms@sfedu.ru

В работе представлены результаты экспериментальных исследований процессов формирования и оптических свойств локализованных упорядоченных массивов наноструктур Ga(Al)As на подложках GaAs(001) с регулярными массивами локальных структурных неоднородностей в виде углублений пирамидальной формы. Показано, что на структурированной поверхности твердый раствор AlGaAs распадается с образованием структур пониженной размерности, обогащенных по Ga-компоненте. Экспериментально показано, что длина волны излучения таких структур практически не зависит от морфологии структурированной поверхности, в то время как интенсивность излучения определяется эффективным объемом формирующихся структур.

Введение

Актуальность разработки технологий получения эпитаксиальных наногетероструктур A^3B^5 с массивами квантовых точек с регулируемой плотностью, а также возможностью управления положением, формой и размером отдельных квантовых точек обусловлена необходимостью создания высокоэффективных микро- и наноразмерных источников излучения оптического диапазона (в т. ч. неклассического – источников одиночных и запутанных фотонов), в свою очередь, выступающих в качестве элементной базы интегральной оптоэлектроники телекоммуникаций и квантовых технологий.

Один из наиболее перспективных подходов, обеспечивающий возможность эффективного управления процессами самоорганизации, основывается на использовании предварительного структурирования (модификации) ростовой поверхности путем целенаправленного формирования углублений заданной геометрии, выступающих в дальнейшем в виде центров преимущественной нуклеации наноструктур.

В данной работе представлены результаты экспериментальных исследований получения и оптических свойств локализованных упорядоченных массивов наноструктур Ga(Al)As на подложках GaAs(001) с регулярными массивами локальных структурных неоднородностей в виде углублений пирамидальной формы с различными геометрическими параметрами.

Результаты

Наноразмерное структурирование подложек GaAs(001) проводилось с использованием комбинированной методики на основе технологий фокусированных ионных пучков и локального капельного травления, обеспечивающей формирование на поверхности массивов углублений в виде обратной четырехгранной пирамиды, ограненной плоскостями {111}, с различным набором характеристик (латеральный размер, глубина, аспектное отношение). Расстояние между углублениями в массиве составляло 0,5 мкм, диаметр изменялся от 130 до 200 нм, глубина – от 65 до 105 нм, в зависимости от номера массива. После формирования углублений на подложке методом молекулярно-лучевой эпитаксии выращивалась гетероструктура GaAs/AlGaAs/GaAs с толщиной слоя AlGaAs 50 нм и мольной долей Al 33%. Образцы исследовались методами сканирующей зондовой и электронной микроскопии (морфология) и спектроскопии фотолюминесценции, в т. ч. с микроразрешением, при 5 и 300 К.

Результаты экспериментальных исследований показали, что при осаждении AlGaAs на структурированных участках в эпитаксиальном слое формируются локальные наноразмерные структуры, обогащенные по Ga-компоненте и обедненные по Al (относительно номинальных значений) – на картах распределения интенсивности фотолюминесценции при 300 К. Точкам минимума в спектральном диапазоне люминесценции GaAs (800–900 нм) и $Al_{0,33}Ga_{0,67}As$ (640–700 нм) соответствуют максимумы интенсивности в диапазоне длин волн 700–800 нм. Формирование таких структур обусловлено различными значениями диффузионной длины адатомов Ga и Al, что приводит к тому, что углубления и стыки граней обогащаются более мобильной компонентой (в данном случае – Ga), приводя к формированию квантоворазмерной структуры внутри осаждаемого слоя [1, 2].

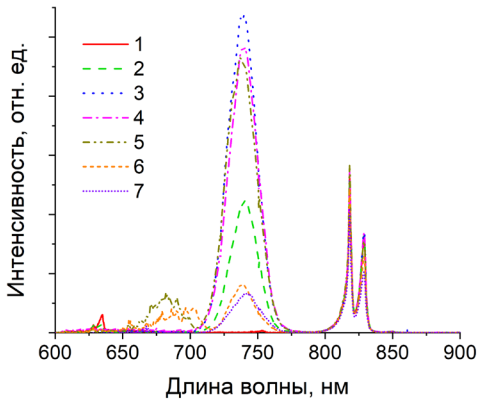


Рис. 1. Спектры фотолюминесценции массивов наноструктур Ga(Al)As, полученных на структурированных участках с различной морфологией поверхности

В спектрах фотолюминесценции, полученных при 5 К (рис. 1), помимо пика вблизи длин волн 630–640 нм (~1,9 эВ), отвечающего эмиссии слоя AlGaAs заданного состава, линий экситонной рекомбинации (818 нм, 1,52 эВ) и рекомбинации через

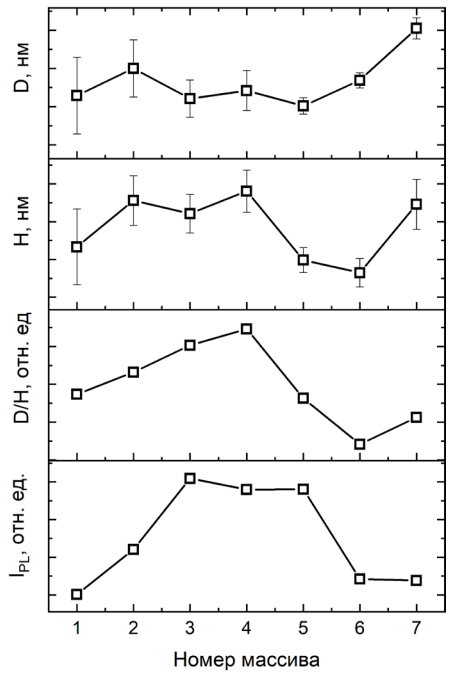


Рис. 2. Экспериментальные зависимости изменения (сверху вниз) диаметра (*D*), глубины (*H*), аспектного отношения (*D/H*) исходных углублений и интегральной интенсивности фотолюминесценции в диапазоне длин волн 710–780 нм (I_{PL}) наноструктур AlGaAs от номера массива на поверхности

состояния акцепторов (829 нм, 1,49 эВ) в GaAs также присутствует ряд дополнительных спектральных особенностей. Высокоинтенсивная линия вблизи длины волны 740 нм (1,68 эВ), вероятно, обусловлена переходами в сформировавшихся в центрах пирамидальных углублений квантово-размерных структурах Ga(Al)As/AlGaAs. Широкое плечо низкой интенсивности с области 650–700 нм также может быть ассоциировано с наличием областей с промежуточным составом, формирующихся, например, вдоль стыков граней внутри углублений [1, 2]. При этом длина волны излучения таких наноструктур не зависит от номера массива. Это позволяет предположить, что состав и/или размер Ga-обогащенных включений практически не зависит от геометрических размеров углублений и определяется их формой и параметрами ростового процесса.

В то же время, как следует из представленных на рис. 2 зависимостей, интенсивность полосы фотолюминесценции, расположенной вблизи длины волны 740 нм, коррелирует с размерами углублений на поверхности, сначала возрастая на два порядка (при увеличении параметра D/H с 0,5 до 0,7), а затем снова снижаясь на порядок. Такое поведение может быть обусловлено эффективным увеличением размеров (или протяженности – в зависимости от природы включений) формирующихся в углублениях субструктур Ga(Al)As, приводящим к эффективному увеличению излучающего объема материала заданного состава.

Выводы

Экспериментально продемонстрирована возможность формирования самоорганизующихся наноструктур Ga(Al)As/AlGaAs путем распада твердого раствора при эпитаксиальном осаждении на структурированной поверхности. Показано, что при использовании раствора $Al_{0,33}Ga_{0,67}As$ в углублениях пирамидальной формы формируются Ga-обогащенные структуры, излучающие на длине волны 740 нм.

Финансирование

Работа выполнена при поддержке гранта РНФ № 22-79-10251 и проекта Минобрнауки РФ № FENW-2022-0034.

Литература

1. I. R. Jahromi, et al. // Appl. Phys. Lett. 2023. V. 118. P. 073103.

2. A. Hartmann, Y. Ducommun, K. Leifer, and E. Kapon // J. Phys.: Condens. Matter. 1999. V. 11. P. 5901.

Люминесцентный анализ мод низкоразмерных дисковых резонаторов, сформированных на кремниевых структурах с наноостровками Ge(Si)

М. В. Степихова[1,*], С. А. Шаров[2], В. А. Вербус[1], И. И. Волковская[3], Ж. В. Смагина[4], В. А. Зиновьев[4], Е. Е. Родякина[4], А. В. Новиков[1]

[1]Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, 7, д. Афонино, Кстовский р-н, Нижегородская обл., 603087
[2]Нижегородский государственный университет им. Н. И. Лобачевского, пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603022
[3]Институт прикладной физики им. А. В. Гапонова-Грехова РАН, ул. Ульянова, 46, Нижний Новгород, 603950
[4]Институт физики полупроводников им. А. В. Ржанова СО РАН, пр. Акад. Лаврентьева, 13, Новосибирск, 630090
*mst@ipmras.ru

В работе представлены результаты люминесцентных исследований низкоразмерных дисковых резонаторов, сформированных на кремниевых структурах с наноостровками Ge(Si). С использованием методик спектроскопии микро-фотолюминесценции (микро-ФЛ) и спектроскопии микро-фотолюминесценции в геометрии измерений диаграммы направленности проанализирован характер мод, вносящих преимущественный вклад в люминесцентный отклик. В люминесцентном отклике исследованных резонаторов выделен вклад, связываемый с модами шепчущей галереи и квазисвязанными состояниями в континууме, характеризуемыми выделенной направленностью излучения по оси диска.

Введение

Низкоразмерные диэлектрические резонаторы, активно исследуемые в последнее время, открывают новые возможности для манипулирования светом на наноуровне, управления потоками информации, создания однофотонных источников излучения для квантовых компьютеров нового поколения и др. [1].

В данной работе обсуждаются результаты экспериментальных исследований низкоразмерных дисковых резонаторов, сформированных на кремниевых структурах с наноостровками Ge(Si). Показано многообразие мод, имеющих место в резонаторах с диаметрами от 1 до 1,6 мкм, где наибольший интерес вызывают моды квазисвязанных состояний в континууме (q-BIC). Последние являются следствием деструктивной интерференции мод и могут характеризоваться высокими значениями добротности (добротность может достигать $\sim 10^2$ в кремниевых дисках [2]), что вкупе с малым объемом позволяет надеяться на высокие значения фактора Парселла и, как следствие, на возможность улучшения излучательной эффективности активной среды.

Методика эксперимента

Дисковые резонаторы формировались на структуре, выращенной методом молекулярно-лучевой эпитаксии на подложке SOI и содержащей 10 слоев вертикально упорядоченных наноостровков Ge(Si). Суммарная толщина структуры над слоем окисла составляла, по данным эллипсометрии, ~ 550 нм. Методами электронно-лучевой литографии и плазмохимического травления на образце формировались дисковые резонаторы с диаметрами от 1 до 1,6 мкм. В рамках работы были выполнены исследования излучающих свойств таких резонаторов методами микро-ФЛ с высоким спектральным (4 $см^{-1}$) и пространственным (~1 мкм) разрешением и микро-ФЛ в геометрии измерений диаграммы направленности. В последнем случае для анализа диаграммы направленности излучения выделенного диска стандартная схема измерений микро-ФЛ дополнялась диафрагмой, перемещаемой во взаимно перпендикулярных направлениях в параллельном пучке, формируемом объективом. Размер диафрагмы определял анализируемый угол сбора сигнала ФЛ. Для измерений в работе использовался объектив Mitutoyo M Plan APO NIR HR 50x с числовой апертурой NA = 0,65 и диаметром зрачка 5,2 мм. Для объектива с такими параметрами полный угол сбора сигнала ФЛ соответствует 81°. Соответственно, угол, вырезаемый диафрагмой диаметром 1 мм, составляет ~ 15°.

Результаты

Спектры микро-ФЛ дисковых резонаторов с диаметрами 1÷1,6 мкм, измеренные при комнатной температуре, приведены на рис. 1. Как видно из рисунка, полученные дисковые резонаторы характеризуются достаточно интенсивным сигналом ФЛ в диапазоне энергий 800–1200 мэВ, соответствующем диапазону, в котором наблюдается излучение наноостровков Ge(Si) и смачивающих слоев германия в структурах с наноостровками. Для сравнения, спектры микро-ФЛ дискового резонатора с диаметром 1,25 мкм и исходной, непроцессированной области структуры показаны на рис. 2. Спектры измерялись при температурах 77 и 300 К. Можно видеть, что спектр микро-ФЛ диска энергетически коррелирует со спектром исходной структуры, однако носит немонотонный характер. В спектрах микро-ФЛ-дисков (см. рис. 1) отчетливо прослеживаются серии узких линий разной добротности, энергетическое положение которых зависит от диаметра диска. Так, в спектрах микро-ФЛ-диска с диаметром 1,25 мкм выделяются линии с энергетическим положением 856, 953, 975, 1046 и 1088 мэВ (см. рис. 2). Высокоэнергетическая линия проявляется в спектре ФЛ при комнатной температуре. Сравнивая интенсивности сигналов в максимумах выделенных линий с сигналом, наблюдаемым при тех же значениях энергий в спектре непроцессированной области структуры, можно видеть, что сигнал ФЛ-диска превышает, вплоть до порядка величины, сигнал в непроцессированной области. Значения соот-

ношения интенсивностей сигналов (η_{peak}) приведены на рис. 2 для линий 975 и 1088 мэВ, измеренных при комнатной температуре. Интересно, что такой значительный рост интенсивности сигнала наблюдается именно при повышенных температурах. Как показывают результаты исследований, температурное гашение сигнала ФЛ в дисковых резонаторах примерно в 2 раза слабее температурного гашения, наблюдаемого в непроцессированной области структуры при переходе от 77 к 300 К.

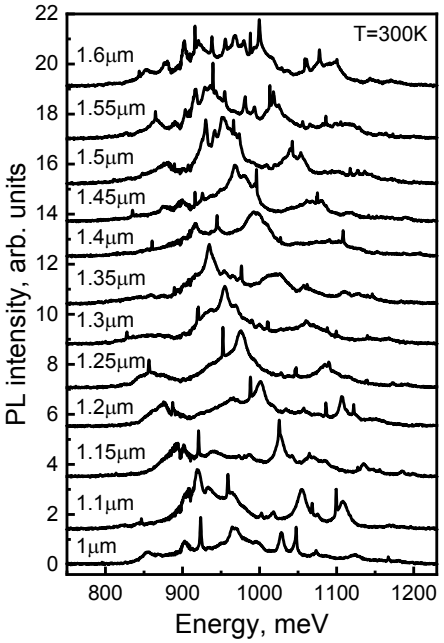


Рис. 1. Спектры микро-ФЛ дисковых резонаторов с диаметрами 1–1,6 мкм, измеренные при $T = 300$ К

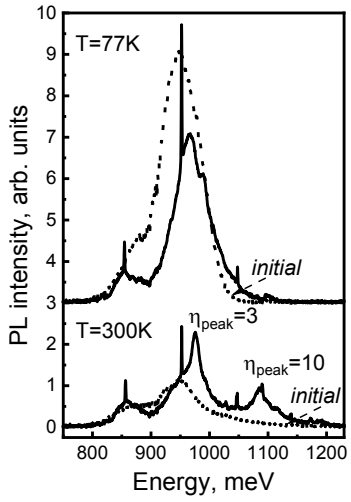


Рис. 2. Спектры микро-ФЛ дискового резонатора с диаметром 1,25 мкм и непроцессированной области структуры (*initial*). Спектры измерены при $T = 77$ и 300 К

Анализируя наиболее интенсивные линии в спектрах микро-ФЛ диска с диаметром 1,25 мкм (рис. 2), можно видеть, что, несмотря на близкие значения интенсивности сигнала, они имеют существенно разную добротность. Оцениваемые значения добротностей для линий с энергетическим положением 953 и 975 мэВ составили 1000 и 30 соответственно. Естественно предположить, что линия с максимальной добротностью соответствует моде шепчущей галереи (МШГ), тогда как вторая линия может быть связана с квазисвязанным состоянием в континууме, являющимся также достаточно добротным по своей природе. С целью выяснения этого вопроса, в работе были выполнены измерения диаграмм направленности излучения выделенных мод. Как известно, диаграмма направленности излучения МШГ лежит преимущественно в плоскости диска и имеет минимум в его центре [3], тогда как состояние q-BIC локализовано преимущественно в центре диска и диаграмма направленности его излучения ориентирована по оси диска [4]. Результаты измерений приведены на рис. 3. Как видно из рисунка, действительно, линия с энергией 975 мэВ имеет более узкую диаграмму направленности, при этом интенсивность ее сигнала максимальна и не меняется в центре диска, тогда как для моды с энергией 953 мэВ в центре диска наблюдается минимум.

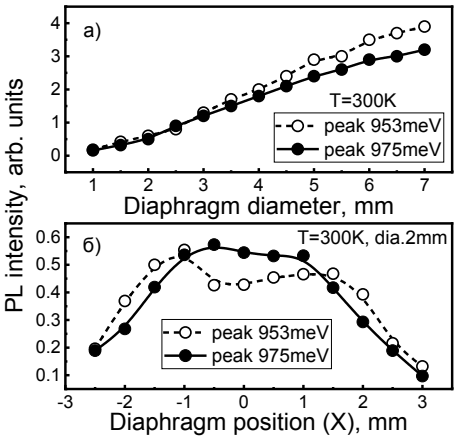


Рис. 2. Результаты анализа диаграммы направленности излучения дискового резонатора с диаметром 1,25 мкм: *а* – зависимости интенсивности сигнала ФЛ выделенных мод от размера диафрагмы; *б* – зависимости интенсивности сигнала ФЛ выделенных мод от смещения диафрагмы относительно центра диска

Выводы

Таким образом, полученные результаты позволяют сделать вывод о вкладе в люминесцентный отклик исследованных резонаторов МШГ и квазисвязанных состояний в континууме. Наблюдаемое усиление сигнала ФЛ на выделенных модах в таких резонаторах может достигать порядка величины.

Финансирование

Работа выполнена при поддержке гранта РНФ № 21-72-20184.

Литература

1. K. Koshelev, Y. Kivshar // ACS Photonics. 2021. V. 8. P. 102.

2. M. V. Rybin, K. L. Koshelev, Z. F. Sadrieva, et al. // Phys. Rev. Lett. A. 2017. V. 119. P. 243901.

3. L. He, Ş. K. Özdemir, L. Yang // Laser Photonics Rev. 2013. V. 7. P. 60.

4. K. Koshelev, S. Kruk, E. Melik-Gaykazyan, et al. // Science. 2020. V. 367. P. 288.

Структурные и электрические свойства слоев β-Ga_2O_3, подвергнутых ионной имплантации бора

Д. И. Тетельбаум[1]*, А. А. Никольская[1], Д. С. Королев[1], К. С. Матюнина[1], А. Н. Михайлов[1], А. И. Белов[1], В. Н. Трушин[1], М. Н. Дроздов[2], П. А. Юнин[1,2], А. В. Кудрин[1], Е. В. Окулич[1], В. И. Окулич[1]

[1]Нижегородский государственный университет им. Н. И. Лобачевского, пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603022
[2]Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, 7, д. Афонино, Кстовский район, Нижегородская область, 603087
*tetelbaum@phys.unn.ru

Выполнено комплексное исследование структурного разупорядочения, концентрационных профилей распределения имплантированных атомов, а также оптических и электрических свойств облученного слоя при имплантации монокристаллов β-Ga_2O_3:Fe (-201) ионами бора с энергией 40 кэВ и дозами 1 10^{15}, $7\cdot10^{15}$, $1{,}4\cdot10^{16}$ и $2{,}1\cdot10^{16}$ $см^{-2}$. Установлено, что при больших дозах, когда структура близка к аморфной, в результате постимплантационного отжига при 950 °C (30 мин) происходит разделение профиля распределения примеси на два максимума. Это явление объясняется сегрегацией бора при твердофазной рекристаллизации. Спектр оптического пропускания демонстрирует снижение E_g при больших дозах и восстановление E_g при отжиге. В отожженных образцах обнаружен переход облученного слоя из полуизолирующего в проводящее состояние. Расчеты из первых принципов позволили обосновать часть сделанных выводов.

Введение

Оксид галлия (Ga_2O_3) – материал, привлекший громадный интерес в последние десятилетия со стороны ряда областей техники, таких как производство мощных электронных приборов (транзисторов и выпрямителей), газовых сенсоров, приборов спецсвязи и др. Ga_2O_3 обладает большой шириной запрещенной зоны (~ 5 эВ), полупроводниковыми электрическими свойствами, высокой радиационной, химической и термической стойкостью, а также уникальной для некремниевой микроэлектроники технологией выращивания слитков и пластин большого диаметра. Важные преимущества связаны также с получением тройных соединений $(Ga_{1-x}X_x)_2O_3$ с изовалентными галлию элементами (X) 3-й группы. Среди них детально исследованы пока $(Ga_{1-x}Al_x)_2O_3$ и отчасти $(Ga_{1-x}In_x)_2O_3$. Между тем не меньший интерес представляет легирование Ga_2O_3 самым легким из элементов 3-й группы – бором, для которого на сегодняшний день опубликованы лишь единичные работы [1, 2], содержащие довольно отрывочную информацию, и нет публикаций, посвященных самому прогрессивному и гибкому способу легирования – ионной имплантации. В настоящей работе выполнено комплексное исследование структуры и свойств β-Ga_2O_3 (β-фаза – единственная стабильная и наиболее полно изученная модификация оксида галлия), подвергнутого ионной имплантации бора.

Методика эксперимента

В качестве исходного материала использовались полуизолирующие пластины β-Ga_2O_3, легированные железом, с ориентацией поверхности (-201), выращенные методом EFG (фирма Tamura). Облучение ионами бора проводилось на имплантере ИЛУ-3. Энергия ионов – 40 кэВ, дозы были равны $1\cdot10^{15}$, $7\cdot10^{15}$, $1{,}4\cdot10^{16}$ и $2{,}1\cdot10^{16}$ $см^{-2}$, для которых средний проецированный пробег (R_p) согласно расчету по программе SRIM составляет 87 нм, а максимальные концентрации бора – $1\cdot10^{20}$, $7\cdot10^{20}$, $1{,}4\cdot10^{21}$ и $2{,}1\cdot10^{21}$ $см^{-3}$ соответственно (суммарная концентрация атомов Ga и O в β-Ga_2O_3 равна $9{,}5\cdot10^{22}$ $см^{-3}$). Постимплантационный отжиг проводился в трубчатой печи при температуре $T = 950$ °C в течение 30 мин в атмосфере азота (это типичный режим, используемый для активации вводимых примесей и отжига радиационных повреждений при ионной имплантации β-Ga_2O_3).

Профили распределения примесей определялись методом вторичной ионной масс-спектроскопии (ВИМС). Структурное совершенство облученного слоя и знак деформации, а также их связь с профилями распределения анализировались по данным рентгеновской дифракции (РД), полученным на дифрактометре Bruker D8 Discover. Оптические спектры пропускания (по которым определялась ширина запрещенной зоны E_g) снимались на спектрометре Varian Cary 6000i. Электрические параметры измерялись методом эффекта Холла в геометрии Ван-дер-Пау.

Результаты и обсуждение

Наиболее интересной особенностью полученных результатов является поведение профилей распределения отожженных образцов в зависимости от дозы (рис. 1). При двух наибольших дозах происходит разделение профиля на два пика – один из них смещен относительно R_p к поверхности, а другой – в противоположную сторону. Анализ данных РД привел к заключению, что для этих доз до отжига степень структурного разупорядочения близка к аморфизации, а при отжиге монокристаллическая структура восстанавливается, хотя радиационные дефекты исчезают не полностью. Подобное раздвоение профиля ранее наблюдалось при ионной имплантации в кремний некоторых примесей с низкой растворимостью, например, эрбия и свинца, и объяснялось сегрегационным переносом примеси в процессе твердотельной рекристаллизации аморфного слоя. Такой механизм применим и в данном случае, несмотря на неполную аморфизацию. В пользу этого свидетельствует отсутствие раздвоения профиля для двух меньших доз (см. рис. 1), для которых степень разупорядочения при облучении далека от аморфизации.

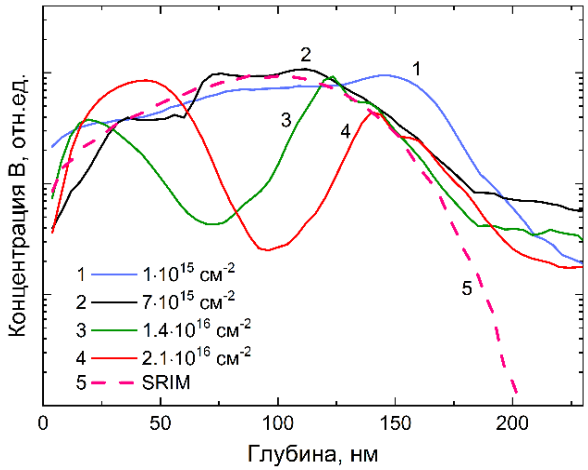


Рис. 1. Распределения атомов бора в β-Ga_2O_3 (-201) после имплантации с разными дозами и отжига (по оси ординат логарифмическая шкала)

Другим результатом, следующим из анализа данных ВИМС и РД, является вывод о том, что в отсутствие раздвоения профиля бор при отжиге занимает узлы подрешетки галлия. Это имеет место и в случае раздвоения профиля, на глубинном склоне второго максимума – там, где концентрация бора ниже предела растворимости (зависящего от дефектности). В противоположность этому, в ре-кристаллизованном слое бор не занимает узлов галлия, скорее всего, он располагается в крупных междоузлиях.

Спектры пропускания находятся в согласии с этими выводами. При больших дозах до отжига происходит уменьшение эффективного значения E_g из-за появления хвоста плотности состояний близ края разрешенной зоны, что связано с сильным структурным разупорядочением. Отжиг приводит к восстановлению E_g. Для малых доз уменьшения E_g не происходит ввиду относительно слабого разупорядочения.

Измерение электрических параметров после отжига для образца с дозой 710 ^{15} см$^{-2}$ показало переход облученного слоя из исходного (полуизолирующего) состояния в проводящее, с параметрами: n_s = = 9,6·10^{13} см$^{-2}$, n_v = 7,8·10^{18} см$^{-3}$, μ = 37 см^2/В·с, где n_s – слоевая концентрация электронов проводимости, n_v и μ – усредненные значения объемной концентрации и подвижности соответственно. Так как бор изовалентен галлию, он в положении замещения узлов Ga не должен быть мелким донором. Поэтому проводимость, по-видимому, связана с наличием дефектов донорного типа. Температурная зависимость n_s и μ для данного образца типична для вырожденных полупроводников. Расчет из первых принципов (методом DFT, с помощью программы Quantum Espresso) структурных особенностейβ -Ga_2O_3 с растворимыми в нем атомами бора в принципе согласуется с выводами.

Таким образом, исследования имплантированных слоев выявили сложное поведение бора, которое важно учитывать при использовании этой примеси в практических целях, а также это представляет значительный научный интерес.

Исследование выполнено при поддержке гранта Российского научного фонда № 23-79-00052, https://rscf.ru/project/23-79-00052/.

Литература

1. J. Lehtomäki, et al. // J. Phys. Commun. 2020. V. 4. P. 125001.

2. X. Liu, et al. // Appl. Phys. Lett. 2020. V. 117. P. 012104.

О порогах лазерной генерации структуры на основе хирально-модулированного микрорезонатора

С. Г. Тиходеев[1,2,3]*, О. А. Дмитриева[1,3], Н. А. Гиппиус[3], М. В. Горкунов[4], В. Д. Кулаковский[5]

[1]Институт общей физики им. А. М. Прохорова РАН, ул. Вавилова, 38, Москва, 119991
[2]Физический факультет МГУ им. М. В. Ломоносова, ул. Ленинские Горы, 1, стр. 2, Москва, 119991
[3]Сколковский институт науки и технологий, Большой бульвар, 30, стр.1, Москва, 121205
[4]Институт кристаллографии им. А. В. Шубникова, Ленинский пр., 59, Москва, 119333
[5]Институт физики твердого тела им. Ю. А. Осипьяна РАН, ул. Акад. Осипьяна, 2, Черноголовка, Московская обл., 142432
*tikh@gpi.ru

В докладе теоретически исследованы пороги лазерной генерации экситон-поляритонов в планарном полупроводниковом микрорезонаторе, на верхнем зеркале которого изготовлен фотонно-кристаллический слой с хиральной решеткой прямоугольных микропилларов.

Недавно [1] была продемонстрирована лазерная генерация в планарном полупроводниковом микрорезонаторе с хиральным фотонно-кристаллическим слоем на верхнем зеркале, с электрической накачкой и с высокой, доходящей до 90%, степенью циркулярной поляризации излучения в лазерном режиме. В принципе, такие хиральные структуры с симметрией C_4, как хорошо известно [2], могут демонстрировать высокую степень циркулярной поляризации фотолюминесценции в спонтанном режиме. Что же касается порогов лазерной генерации в хиральной структуре с симметрией C_4, их вычисление приводит, на первый взгляд, к их совпадению для левой и правой циркулярных поляризаций – поскольку добротности соответствующих резонансных мод, хотя и имеющих различную связь с излучением в дальнюю волновую зону [3], должны совпадать из-за симметрии системы и взаимности уравнений Максвелла в линейном режиме [4]. Однако учет даже небольшого нарушения C_4-симметрии (например, вследствие слабой прямоугольности реальной решетки, в идеале квадратной, всегда имеющейся небольшой анизотропии экситона в плоскости микрорезонатора, а также вследствие небольшой наклонности результирующего излучения) приводит к снятию вырождения добротностей и различию порогов генерации для разных направлений циркулярной поляризации. Поскольку после прохождения порога система переходит в сильно нелинейный режим, даже малого исходного различия порогов становится достаточно для генерации с определенной высокой степенью циркулярной поляризации, подобно тому, как это происходит вследствие мультистабильности при резонансной накачке [5, 3].

Финансирование

Работа выполнена при поддержке гранта РНФ № 22-12-00351.

Литература

1. A. A. Maksimov, E. V. Filatov, I. I. Tartakovskii, V. D. Kulakovskii, S. G. Tikhodeev, and C. Schneider // Phys. Rev. Appl. 2022. V. 17. P. L021001.

2. A. A. Maksimov, I. I. Tartakovskii, E. V. Filatov, S. V. Lobanov, N. A. Gippius, S. G. Tikhodeev, C. Schneider, M. Kamp, S. Maier, S. Höfling, and V. D. Kulakovskii // Phys. Rev. B. 2014. V. 89. P. 045316.

3. О. А. Дмитриева, Н. А. Гиппиус, С. Г. Тиходеев // Доклады Российской академии наук. Физика, технические науки. 2023. Т. 510. С. 10–15.

4. B. Hopkins, A. N. Poddubny, A. E. Miroshnichenko, and Y. S. Kivshar // Laser Photonics Rev. 2016. V. 10. P. 137–146.

5. N. A. Gippius, I. A. Shelykh, D. D. Solnyshkov, S. S. Gavrilov, Yu. G. Rubo, A. V. Kavokin, S. G. Tikhodeev, and G. Malpuech // Phys. Rev. Lett. 2007. V. 98. P. 236401.

Моделирование детекторного СВЧ-диода на основе гетероструктур InGaAs/AlGaAs/GaAs

С. А. Труфанов[1], С. В. Оболенский[1], С. А. Королев[2]

[1]Нижегородский государственный университет им. Н. И. Лобачевского, пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603057
[2]Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, 7, д. Афонино, Кстовский р-н, Нижегородская обл., 603087

В работе построена модель детекторного СВЧ-диода, позволяющая учитывать нейтронное облучение. Для этого выведена формула для структуры n^+-i-n^+, связывающая концентрацию электронов в барьерном слое и площадь, занятую кластерами радиационных дефектов (КРД). Показано, что при флюенсе меньше $5 \cdot 10^{13}$ см$^{-2}$ изменение характеристик диода незначительно, при этом с увеличением флюенса нейтронов больше $5 \cdot 10^{13}$ см$^{-2}$ наблюдается явное ухудшение характеристик диода и при флюенсе нейтронов более 10^{14} см$^{-2}$ диод теряет работоспособность.

Введение

Наиболее распространенными чувствительными элементами в неохлаждаемых СВЧ-приемниках терагерцового диапазона являются барьерные диоды Шоттки. СВЧ-диоды на основе гетероструктур InGaAs/AlGaAs/GaAs с варизонным барьерным слоем имеют высокое значение параметра квадратичной нелинейности (>20 В$^{-1}$) и обладают малыми удельными значениями дифференциального сопротивления (10^{-4}Ом $\cdot$ см^2) и емкостью (10^{-7}Ф/см^2) при нулевом смещении [1]. Данная структура проще в изготовлении, чем распространенные барьерные диоды Шоттки. Идея создания таких СВЧ-диодов перспективна для создания более чувствительных детекторов СВЧ-излучения.

Известно, что при воздействии быстрых нейтронов (~ 1 МэВ) в твердом теле, помимо точечных дефектов и их комплексов в результате каскадных смещений атомов материала, формируются разупорядоченные области – кластеры радиационных дефектов. Такие объекты состоят из субкластеров и окружены областью пространственного заряда (ОПЗ) размером в десятки и сотни нанометров, которая является препятствием для движения электронов. В условиях сокращения размеров активных областей современных полупроводниковых приборов учет морфологии радиационных дефектов становится все более важным для прогнозирования радиационной стойкости приборов наноэлектроники.

Объект исследования

На лицевой поверхности образца формировались омические контакты круглой формы к InGaAs (анодные контакты). Слой InGaAs вокруг контактов травился. Омический контакт к GaAs (катодный контакт) формировался на обратной стороне подложки по всей площади. При изготовлении контактов методом электронно-лучевого испарения в высоком вакууме последовательно наносили слои Ge (20 нм), Au (40 нм), Ni (30 нм) и Au (100 нм) (рис. 1) [1].

Толщины слоев и уровень легирования соответственно:

GaAs (подложка), 350 мкм, $3 \cdot 10^{18}$ см$^{-3}$,
GaAs, 0,2 мкм, $2{,}5 \cdot 10^{18}$ см$^{-3}$,
$Al_xGa_{1-x}As$, 0,115 мкм,
$In_{0,2}Ga_{0,8}As$, 0,1 мкм, $8 \cdot 10^{18}$ см$^{-3}$.

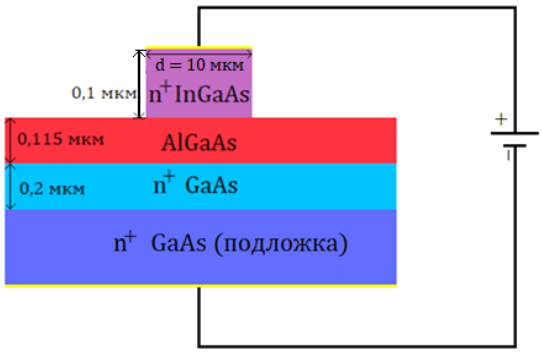


Рис. 1. Структура диода

Моделирование

Для учета радиационного облучения нейтронами использовалась формула [2]

$$N_{dr} = K_{dr} F_n, \qquad (1)$$

где $K_{dr} = 0{,}2$ см$^{-2}$, N_{dr} – концентрация разупорядоченных областей, F_n – флюенс нейтронов.

Для исследования влияния радиационного облучения изменялась концентрация электронов в барьерном слое AlGaAs. Для структуры n^+-i-n^+ концентрация электронов изменялась в соответствии со следующим соотношением:

$$N_1 = \frac{N_0\left(S_д - \sqrt[3]{K_{dr}F_n}S_{dr}S_д\right)}{S_д}, \qquad (2)$$

где N_1 – концентрация электронов в AlGaAs после облучения, N_0 – концентрация электронов в AlGaAs до облучения, S_{dr} – площадь кластера, $S_д$ – площадь сечения AlGaAs перпендикулярно движению носителей заряда.

Указанное выражение для концентрации электронов было получено на основании соотношений пораженной и общей концентраций и отношения соответствующих площадей.

В соответствии с выражением (2) рассчитывалась концентрация в барьерном слое в зависимости от флюенса нейтронов. Путем изменения концентрации носителей заряда в барьерном слое производилось моделирование нейтронного облучения диода. Для моделирования использовался пакет программы Silvaco TCAD. Полученные ВАХ и ВФХ после воздействия потока нейтронов 10^{14} см$^{-2}$ и $5 \cdot 10^{14}$ см$^{-2}$ представлены на рис. 2 и 3.

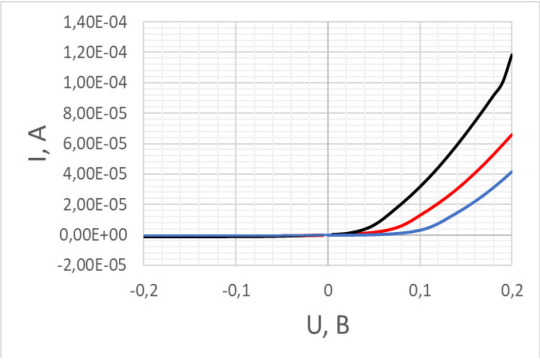


Рис. 2. ВАХ диода после облучения нейтронами с флюенсом: *1* – до облучения; *2* – $5 \cdot 10^{14}$ см$^{-2}$; *3* – 10^{14} см$^{-2}$

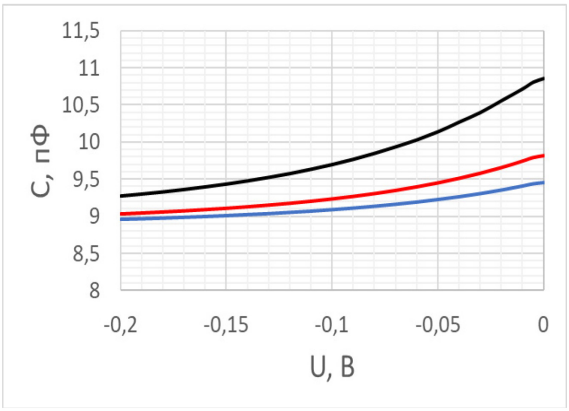


Рис. 3. ВФХ диода после облучения нейтронами с флюенсом: *1* – до облучения; *2* – $5 \cdot 10^{14}$ см$^{-2}$; *3* – 10^{14} см$^{-2}$

На основании полученных данных были построены кривые изменения дифференциального сопротивления диода, по которым была произведена оценка работоспособности прибора (рис. 4).

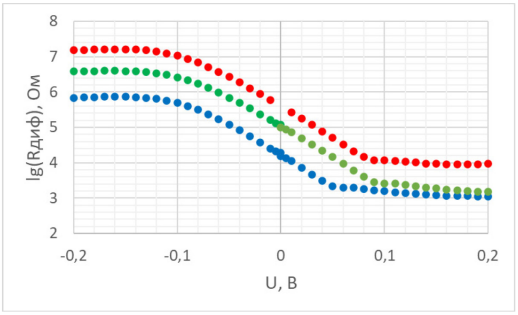


Рис. 4. Влияние нейтронного облучения на дифференциальное сопротивление. Пунктиром показаны расчетные данные с флюенсом: *1* – до облучения; *2* – 10^{14} см$^{-2}$; 3 – $5 \cdot 10^{14}$ см$^{-2}$

Для определения границ работоспособности диода бралось уменьшение рабочей частоты в 10 раз. Показано, что диод теряет работоспособность при флюенсе порядка $6 \cdot 10^{14}$ см$^{-2}$, когда дифференциальное сопротивление увеличивается в 10 раз, соответственно рабочая частота прибора уменьшается в 10 раз.

Выводы

В результате проведенного моделирования детекторного СВЧ-диода на основе гетероструктур AlGaAs была выявлена его высокая радиационная стойкость к нейтронному воздействию.

Литература

1. Н. В. Востоков, М. В. Ревин, В. И. Шашкин. Microwave detector diodes based on InGaAs/AlGaAs/GaAs heterostructures // J. Appl. Phys. 127. 044503 (2020).

2. B. R. Gossik. Disordered region in semiconductors bombarded by fast neutron // J. Appl. Phys. 1954. no. 9. P. 1214–1218.

Электролюминесценция и фотоэффект в органических полевых транзисторах на основе тиофен-фениленовых олигомеров

В. А. Труханов[1,*], Р. С. Федоренко[1], Д. И. Доминский[1,2], О. В. Борщев[2], С. А. Пономаренко[2], Д. Ю. Паращук[1]

[1]Московский государственный университет им. М. В. Ломоносова, физический факультет, Ленинские горы, 1, стр. 62, Москва, 119991
[2]Институт синтетических полимерных материалов им. Н. С. Ениколопова РАН, ул. Профсоюзная, 70, Москва, 117393
*trukhanov@physics.msu.ru

В настоящей работе показано, что полевые транзисторы на основе некоторых тиофен-фениленовых олигомеров могут работать одновременно и как светоизлучающие транзисторы, и как фототранзисторы. Для лабораторных образцов таких полевых транзисторов показана высокая эффективность электролюминесценции; в то же время при облучении канала данных транзисторов более коротковолновым оптическим излучением наблюдается фототок.

Введение

Органические полупроводниковые материалы, в частности сопряженные олигомеры, активно исследуются в последние десятилетия в качестве замены кремнию и другим неорганическим полупроводникам, поскольку такая замена потенциально позволит упростить производство и снизить стоимость электронных устройств, а также создавать электронные устройства с более широким набором функций. Основными базовыми элементами электронных устройств являются полевые транзисторы, которые в случае органической электроники также являются основой для разработки таких перспективных устройств, как химические сенсоры, фототранзисторы и светоизлучающие транзисторы. Для создания эффективных органических светоизлучающих транзисторов и фототранзисторов перспективными материалами являются тиофен-фениленовые олигомеры, так как они, с одной стороны, обладают довольно высокими подвижностями носителей заряда (электронов и дырок), а с другой стороны, обладают высоким коэффициентом поглощения и квантовым выходом люминесценции [1, 2].

Результаты

В настоящей работе показано, что полевые транзисторы на основе некоторых тиофен-фениленовых олигомеров могут работать одновременно и как светоизлучающие транзисторы, и как фототранзисторы. На рис. 1, *а* показана схема такого транзистора. При рекомбинации электронов и дырок образуются экситоны, которые затем релаксируют с образованием фотонов, что приводит к электролюминесценции. При поглощении фотонов падающего излучения также образуются экситоны, которые могут разделиться на свободные носители под действием электрического поля и дать вклад в фототок. В лабораторных образцах полевых транзисторов с активным слоем на основе тиофен-фениленового олигомера TMS-P4TP-TMS, нанесенного методом термического вакуумного напыления, структурная формула которого приведена на рис. 1, *б*, в амбиполярном режиме работы была обнаружена электролюминесценция с внешней квантовой эффективностью (EQE) более 1%, что является довольно высоким значением для органических светоизлучающих транзисторов [3]; кроме того, для того же устройства показано, что при облучении активного слоя излучением на длине волны 450 нм с интенсивностью 10 Вт/м^2 возникает фототок.

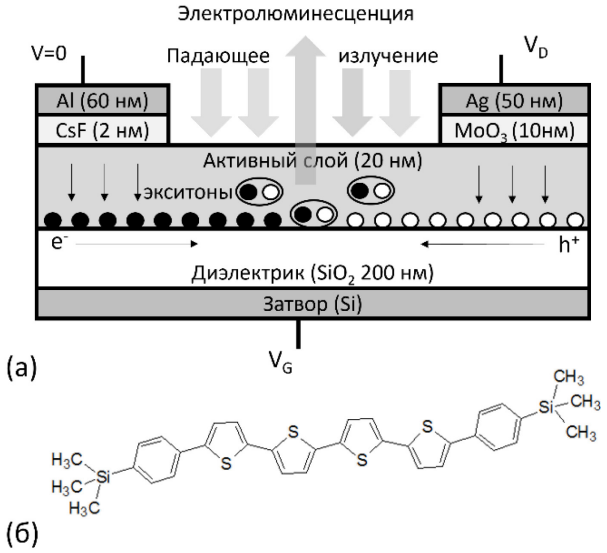


Рис. 1. Схема полевого транзистора (*а*), структурная формула тиофен-фениленового олигомера TMS-P4TP-TMS

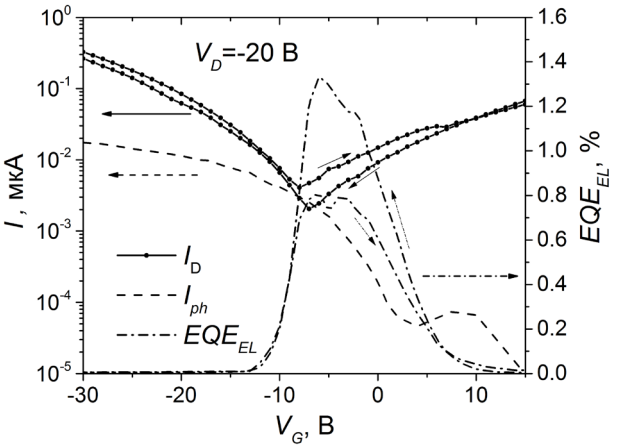


Рис. 2. Передаточная характеристика (сплошная линия), зависимости фототока (штриховая линия) и внешней квантовой эффективности электролюминесценции (штрихпунктирная линия) от напряжения на затворе V_G для транзистора TMS-P4TP-TMS

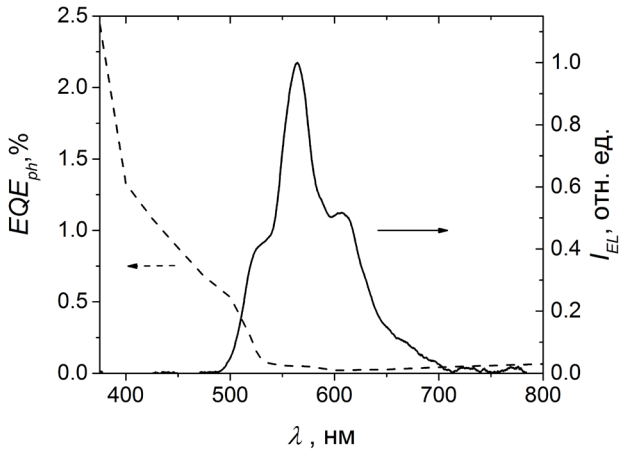


Рис. 3. Спектры электролюминесценции (сплошная линия) и внешней квантовой эффективности преобразования фотонов в свободные носители заряда (штриховая линия) для транзистора на основе TMS-P4TP-TMS

Зависимости EQE электролюминесценции, фототока и полного тока в канале от напряжения на затворе приведены на рис. 2, а на рис. 3 даны спектры электролюминесценции и внешней квантовой эффективности преобразования фотонов падающего излучения в фототок.

Выводы

Органические полевые транзисторы, сочетающие в себе свойства светоизлучающих устройств и фототранзисторов, открывают новые перспективы для развития оптоэлектроники.

Финансирование

Работа выполнена при поддержке гранта Российского научного фонда № 22-79-10122, https://rscf.ru/project/22-79-10122.

Литература

1. Y. Inada, et al. // Synth. Met. 2011. V. 161. P. 1869.
2. V. A. Postnikov, et al. // Cryst. Growth Des. 2014. V. 14. P. 1726.
3. D. Yuan, et al. // ACS Omega. 2020. V. 5. P. 68−74.

Процессы поглощения света и рекомбинации фотовозбужденных носителей заряда в квантовых точках Ge/Si

Р. В. Устименко[1,*], Д. А. Караулов[1], М. Я. Винниченко[1], И. С. Махов[2], Д. А. Фирсов[1], А. А. Саркисян[1, 3], Д. Б. Айрапетян[1,3]

[1]Санкт-Петербургский политехнический университет Петра Великого, ул. Политехническая, 29,Санкт-Петербург, 195251, Россия
[2]НИУ «Высшая школа экономики», ул. Союза Печатников, 16, Санкт-Петербург, 190008, Россия
[3]Российско-Армянский университет, ул. Овсепа Эмина, 123, Ереван, 0051, Армения
*ratmirustimenko@yandex.ru

Получены спектры фотоиндуцированного поглощения излучения при прямой и непрямой в реальном пространстве резонансной межзонной накачке легированных и не легированных квантовых точек Ge/Si, а также временная динамика поглощения. Пики высокой интенсивности в спектрах связаны с внутризонными дырочными переходами из основного и возбужденного состояний квантовых точек в непрерывный спектр. Менее интенсивный длинноволновый пик соответствует переходам дырок между основным и возбужденным состояниями. Временная динамика затухания высокоэнергичных пиков описана через быструю и медленную компоненты, связанные с особенностями захвата фотовозбужденных носителей заряда на уровни в квантовой точке и их рекомбинацией. Возможным применением структур с квантовыми точками Ge/Si могут быть детекторы излучения среднего инфракрасного диапазона.

Введение

Изучение свойств квантовых точек (КТ) является одним из перспективных направлений современных научных исследований. Энергии носителей заряда в КТ могут меняться путем изменения размеров и состава КТ, что позволяет получать необходимые энергии межзонных и внутризонных оптических переходов. На основе КТ возможно создание различных приборов, например, солнечных батарей, запоминающих устройств, фотодетекторов и источников излучения.

Отметим, что фотодетекторы на основе КТ Ge/Si, работающие в средней и дальней (терагерцовой) инфракрасной областях спектра, обладают рядом преимуществ и особенностей по сравнению с детекторами на квантовых ямах. Среди них, например, возможность использовать нормальное падение излучения, высокая поверхностная плотность точек, большое время жизни неравновесных носителей заряда и совместимость с кремниевой электроникой.

Также КТ можно использовать для исследований, подтверждающих фундаментальные принципы квантовой теории взаимодействия частиц. Например, возможность изменять число носителей заряда, локализованных в КТ, путем изменения уровня легирования или межзонной оптической накачки позволяет исследовать многочастичные взаимодействия, в том числе применимость обобщенной теоремы Кона [1].

Исследуемые образцы и экспериментальная установка

Наноструктуры с КТ были выращены методом молекулярно-пучковой эпитаксии на подложке Si(100) и содержали 10 слоев КТ Ge/Si, разделенных слоями Si толщиной 15 нм. Поверхностная плотность островков КТ была порядка $2 \cdot 10^{11}$ см$^{-2}$. В ходе работы исследовались образцы с концентрацией примеси $8 \cdot 10^{11}$ см$^{-2}$, а также нелегированные структуры.

Известно, что профиль зоны проводимости структуры с КТ Ge/Si, формируемый Δ-долинами, зависит от направления в силу расщепления долин напряжениями сжатия и растяжения, возникающими в процессе роста структуры. В направлении роста <001> это приводит к формированию гетерограницы второго типа двойной Δ-долиной. В плоскости слоев КТ в направлении <100> и <010> четыре Δ-долины формируют гетероинтерфейс первого типа [2]. Оценка энергии состояний дырок в квантовой точке была проведена в простой модели «квантового ящика» [3].

Спектры фотоиндуцированного внутризонного поглощения при различных уровнях накачки и спектры релаксации внутризонного фотоиндуцированного поглощения с временным разрешением были получены при помощи фурье-спектрометра Bruker Vertex 80v. Оптическая накачка осуществлялась при помощи непрерывного (модуляция 600 Гц) и импульсного (длительность импульсов 10 нс) твердотельных лазеров YAG:Nd с фильтрами, которые позволяли использовать излучение лазера только с длиной волны 532 нм или 1064 нм. Образцы помещались в криостат замкнутого цикла с рабочей температурой 4–300 К.

Результаты

Были получены спектры фотоиндуцированного поглощения нелегированного образца при разной мощности накачки при температуре образца 4 К. Возбуждение неравновесных носителей заряда осуществлялось двумя различными способами. В первом случае использовалась прямая в реальном пространстве межзонная оптическая накачка с длиной волны излучения 532 нм. Во втором случае была реализована непрямая в реальном пространстве резонансная (1064 нм) накачка с дырочных уровней в потенциальной яме в КТ на электронный уровень в потенциальной яме на гетерогранице между потенциальным барьером КТ второго типа и кремнием, возникающей по направлению роста в матрице кремния.

На полученных спектрах поглощения *p*-поляризованного излучения при прямой и непрямой в реальном пространстве накачке обнаружены пики, соответствующие дырочным переходам с основного уровня 111 в непрерывный спектр с энергией кванта

280 мэВ, с возбужденного уровня 221 в континуум с энергией кванта 230 мэВ и пик с энергией кванта 130 мэВ, связанный с поглощением на переходах с уровня 111 на вырожденный возбужденный уровень 321, 231. Отметим, что эти пики были обнаружены ранее в спектрах равновесного поглощения в КТ [4].

Из сравнения зависимости интегральной интенсивности пиков от мощности оптической накачки было получено, что интенсивность пика, соответствующего переходам из основного состояния в непрерывный спектр, растет быстрее интенсивности пика, соответствующего переходам с возбужденного состояния в непрерывный спектр. Пик 111-321, 231 практически не изменяется при увеличении мощности оптической накачки. Это связано с тем, что дополнительная оптическая накачка равномерно увеличивает концентрацию носителей заряда на уровнях КТ, однако незначительно увеличивает количество носителей заряда в непрерывном спектре КТ.

Таким образом, при сравнении двух типов накачки можно сделать вывод, что при резонансной накачке (1064 нм) дырки на возбужденном состоянии 221 рождаются менее эффективно. Это приводит к уменьшению амплитуды пика, связанного с переходом с уровня 221 в непрерывный спектр, в условиях резонансной накачки по сравнению с аналогичным пиком при нерезонансной накачке (532 нм). Интенсивности пиков поглощения, связанных с другими переходами, почти неизменны при разных накачках.

Были также получены временные спектры фотоиндуцированного поглощения при прямой межзонной мощной импульсной накачке 532 нм с длительностью импульса 10 нс. На рис. 1 показаны временные срезы фотоиндуцированного поглощения в различные моменты времени по отношению к приходу лазерного импульса. На рис. 2 представлена временная зависимость пропускания на выделенных длинах волн, соответствующих наблюдаемым пикам поглощения.

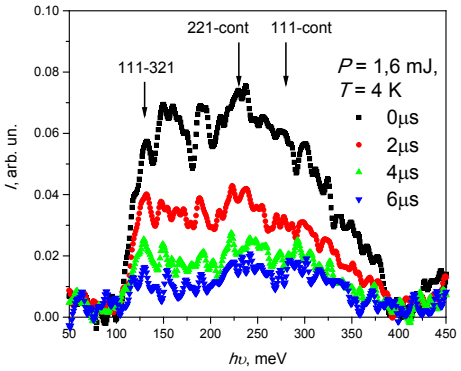


Рис. 1. Спектры фотоиндуцированного поглощения в различные моменты времени после прихода лазерного импульса

Динамика носителей заряда в КТ Ge/Si в условиях накачки излучением 532 нм определяется несколькими механизмами релаксации фотовозбужденных носителей заряда. Быстрая компонента связана с вероятностью прямых и непрямых межзонных переходов в реальном пространстве, а медленная определяется вероятностью рекомбинации носителей заряда в Si и вероятностью захвата носителей заряда из объемной матрицы Si и выброса носителей в объем из КТ. В результате спад фотоиндуцированного поглощения можно описать суммой двух экспоненциальных функций, что позволило определить быструю и медленную компоненты релаксации носителей заряда. Отметим, что динамика пиков, связанных с переходами с основного и возбужденного состояний в континуум, может быть описана двумя компонентами. Однако пик, соответствующий межуровневым переходам, не вполне подчиняется вышеописанной зависимости, вследствие чего невозможно определить медленную компоненту динамики затухания фотовозбужденных носителей заряда.

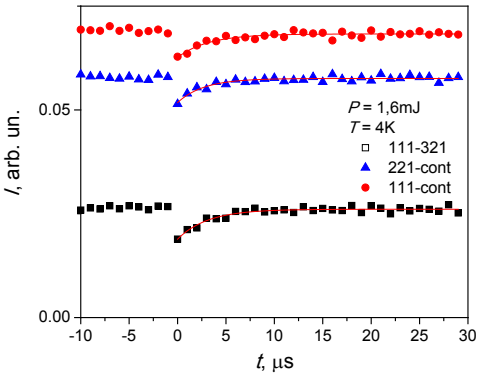


Рис. 2. Зависимость пропускания от времени при энергиях кванта, соответствующих основным переходам в КТ, при $T = 4$ К

Выводы

В спектрах фотоиндуцированного поглощения поляризованного излучения среднего ИК-диапазона в КТ Ge/Si обнаружены пики, связанные с дырочными переходами с основного и возбужденного состояний КТ в сплошной спектр, а также пик, связанный с межуровневыми дырочными переходами между основным и возбужденным состояниями.

Исследование динамики спада фотоиндуцированного поглощения при импульсной межзонной накачке показало, что временная зависимость коротковолновых пиков в спектре может быть аппроксимирована биэкспоненциальной функцией. Подобные наноструктуры с КТ Ge/Si могут стать основой для фотоприемников, работающих в ближнем, среднем и дальнем инфракрасном диапазонах спектра.

Финансирование

Исследование выполнено при финансовой поддержке Минобрнауки РФ (государственное задание).

Литература

1. H. A. Sarkisyan, et al. // Nanomaterials. 2019. V. 9, no. 1. P. 56.

2. M. El Kurdi, et al. // Physical Review B. 2006. V. 73. P. 195327.

3. М. С. Аникеева и др. // НТВ СПбПУ. Физико-математические науки. 2012. Т. 4, № 158. С. 9–15.

4. M. Y. Vinnichenko, et al. // Micro and Nanostructures. 2022. V. 169. P. 207339.

Исследование длинноволнового лазерного излучения в микродисковых и гребешковых мезаструктурах с HgCdTe квантовыми ямами

В. В. Уточкин[1,*], М. А. Фадеев[1], А. А. Разова[1], В. В. Румянцев[1], К. Е. Кудрявцев[1], К. А. Мажукина[1], А. А. Янцер[1], Н. Н. Михайлов[2], С. А. Дворецкий[2], Д. В. Шенгуров[1], Н. С. Гусев[1], В. И. Гавриленко[1], С. В. Морозов[1]

[1]Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, 7, д. Афонино, Кстовский р-н, Нижегородская обл., 603087
[2] Институт физики полупроводников им. А. В. Ржанова, пр. Акад. Лаврентьева, 13, Новосибирск, 630090
*utvlvas@ipmras.ru

В работе исследуется вытравленная методом ионного травления серия резонаторных мезаструктур с КЯ HgCdTe/CdHgTe, которая обеспечивала генерацию однопроходового стимулированного излучения в диапазоне 10–24 мкм при криогенных температурах. В спектрах излучения процессированных структур наблюдался характерный для лазерного излучения модовый состав, спектр представлял собой набор узких пиков. Также в работе затрагивается вопрос влияния выбранной технологии процессинга на характеристики лазерного излучения.

Введение

Компактные полупроводниковые лазеры среднего ИК-диапазона востребованы перестраиваемой диодной лазерной спектроскопией (TDLAS), которая является удобным инструментом для анализа газовых смесей. Для одного типа полупроводниковых лазеров – квантово-каскадных лазеров (ККЛ) – уже продемонстрирована непрерывная генерация при комнатной температуре в среднем ИК-диапазоне. Однако диапазон эффективной генерации лазерного излучения в ККЛ со стороны длинных волн ограничен полосой остаточных лучей в материалах $A^{III}B^{V}$ – выше 20 мкм генерация возможна лишь на избранных длинах волн, соответствующих минимумам фононного поглощения. Со стороны коротких волн практическая граница диапазона генерации ККЛ лежит в окрестности ~4,5 мкм.

Таким образом, для межзонных полупроводниковых лазеров имеют место два естественных целевых спектральных диапазона – это диапазон прозрачности атмосферы 3–5 мкм и диапазон 20–50 мкм, крайне ограниченно покрываемый ККЛ. В то же время достаточно сложная технология роста ККЛ наряду с проблемой ограниченной перестройки по длине волны оставляют пространство для разработки альтернативных полупроводниковых лазерных систем во всем среднем ИК-диапазоне.

Одной из таких систем являются межзонные лазерные диоды или оптические конвертеры на основе твердых растворов HgCdTe с множественными квантовыми ямами (КЯ). В данных структурах путем подбора параметров КЯ (толщины и состава) можно получить E_g от сотен до единиц миллиэлектронвольт. В отличие от ККЛ, в HgCdTe-структурах возможно осуществлять перестройку по энергии кванта в широком диапазоне (десятки-сотни миллиэлектронвольт) путем варьирования E_g при изменении температуры, что делает их удобными для TDLAS.

«Традиционный» метод процессинга резонатора Фабри – Перо в полупроводниковых лазерах при помощи скола граней в исследуемых структурах нереализуем из-за специфического направления роста (013). Естественно, сколотые грани получаются посредственного качества и не плоскопараллельными. По этой причине в работе рассматривается альтернативный подход к процессингу резонаторной мезаструктуры – фотолитография и ионное травление, широко используемая технология процессинга HgCdTe. С учетом гибкости использованной методики процессинга в работе исследовались как классические гребешковые резонаторы Фабри – Перо, так и микродиски с модами шепчущей галереи (МШГ). Локализация света в вертикальном направлении достигалась путем реализации диэлектрического волновода**.**

Результаты

Обе исследованные структуры были выращены методом МПЭ на подложке GaAs (013) с ZnTe и CdTe буферами. Роль активной среды играл массив КЯ HgCdTe/CdHgTe, параметры КЯ приведены в табл. 1. Структура А рассчитана на генерацию стимулированного излучения (СИ) в районе 9 мкм при 8 К [1], в то время как структура В – 24 мкм при 8 К.

Таблица 1. Целевые параметры КЯ в структурах: d_{QW} – толщина КЯ; x_{QW} – доля Cd в КЯ; x_{bar} – доля Cd в обкладках КЯ

Структура	d_{QW}	x_{QW}	x_{bar}
A	5,9	0,108	0,64
B	5,4	<0,05	0,6

Из структуры А были выколоты два образца, на которых спроцессированы массивы гребешковых диэлектрических волноводов одинаковой ширины – 10 мкм, а из структуры В – четыре образца с одиночными микродисками диаметром 200 мкм (типичный вид мезы приведен на рис. 1). В образцах отличалась глубина травления, параметры см. в табл. 2.

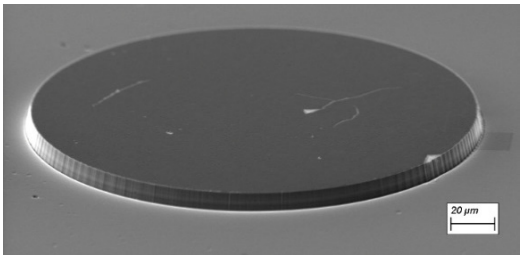


Рис. 1. СЭМ-изображение образца В3

Таблица 2. Параметры мезаструктур: *R*/*D* – тип (гребешок/микродиск); ∅*D* или *W*×*L* – размеры мез; D_e – глубина травления (мкм); D_{QW} – глубина залегания нижней КЯ (мкм), T_{max} – максимальная температура лазерной генерации (К)

№	Тип	∅D/W×L	D_e	D_{QW}	T_{max}
A1	R	10 мкм×(1–8 мм)	5	3,3	35
A2		10 мкм×(0,25-8 мм)	7		120
B1	D	∅200 мкм	3.6	4,7	75
B2			4.35		70
B3			4.6		45
B4			8.3		—

В обоих спроцессированных из структуры А образцах наблюдалось лазерное излучение при импульсной оптической накачке при минимальной температуре 8 К (рис. 2). Полуширина отдельных линий лазерного излучения была на полтора-два порядка меньше, чем для однопроходового СИ в непроцессированной структуре (и сравнима с полушириной линий лучших HgCdTe-лазеров, полученных жидкостным травлением [2]), а их число и положение хорошо описывалось простой формулой для оценки межмодового расстояния мод Фабри – Перо $\Delta k = (2nL)^{-1}$. Стоит отметить, что максимальная температура генерации лазерного излучения в образцах A1 и A2 отличалась: образец с большей глубиной травления обеспечивал лазерную генерацию лишь до 35 К, в то время как образец A1 генерировал вплоть до 120 К.

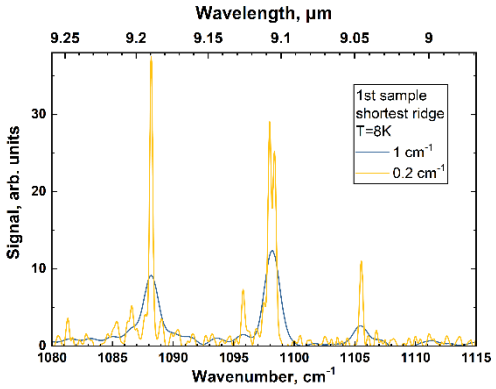


Рис. 2. Спектры лазерного излучения образца A1 при температуре 8 К и импульсной накачке

Подобное отличие в температуре генерации мы связываем с процессом ионного травления, в ходе которого при травлении на глубину больше глубины залегания КЯ края КЯ подвергаются воздействию ионов, образуются дефекты, резко увеличивающие скорость безызлучательной поверхностной рекомбинации ШРХ [3].

В микродисковых резонаторах B1–B4 наблюдалась схожая закономерность: в образцах с различной глубиной травления наблюдалась отличающаяся критическая температура генерации (см. табл. 2). При этом в образце, в котором глубина травления превышала глубину залегания КЯ, излучения, ни лазерного, ни спонтанного, не наблюдалось. В образцах B1–B3, в которых массив КЯ не был полностью стравлен, удавалось наблюдать лазерное излучение из микродиска (рис. 3), при этом максимальная температура генерации падала с ростом глубины травления.

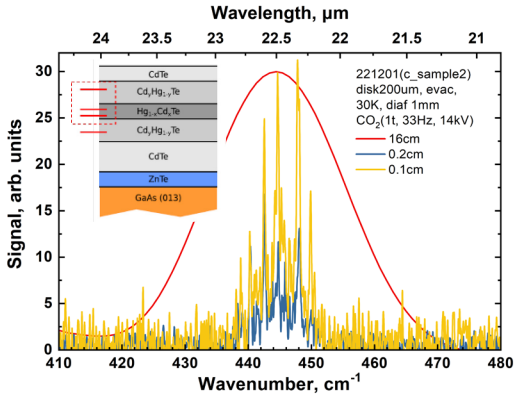


Рис. 3. Спектры излучения из микродиска на образце B3. На вставке: ростовая схема структуры, темно-серый слой – массив КЯ. Красными линиями отмечены условные положения глубин травления в образцах B1–B3, пунктиром обозначены образцы, дававшие лазерное излучение

Для фильтрации лазерного излучения из микродиска от однопроходового СИ из оставшихся на поверхности КЯ применялось диафрагмирование пучка лазера возбуждения и селективная засветка мезы. При этом наблюдался переход от типичного спектра однопроходового СИ к спектру с ярко выраженной модовой структурой, специфичной для лазеров.

Выводы

Процессирование резонаторных мез в структурах методом фотолитографии и ионного травления позволяет наблюдать обужение линии излучения, сравнимое с лучшими лазерами, изготовленными жидкостным травлением. Значение глубины травления мезы относительно глубины залегания КЯ определяет максимальную температуру лазерной генерации (с ростом глубины температура падает), при этом эффект становится более выраженным для более длинноволновых структур. Для подавления данного нежелательного эффекта предлагается отработать методику пассивации поверхности процессированных мезаструктур.

Финансирование

Работа поддержана НЦМУ «Центр фотоники», при финансировании Минобрнауки РФ, соглашение № 075-15-2022-316.

Литература

1. V. V. Utochkin, K. E. Kudryavtsev, V. V. Rumyantsev, et al. // Appl. Opt. 2023. V. 62, no. 32. P. 8529–8534.

2. J. M. Arias, M. Zandian, J. Singh, et al. // Semicond. Sci. Technol. 1993. V. 8. P. 255–260.

3. I. I. Izhnin, K. D. Mynbaev, A. V. Voitsekhovskii, et al. // Opto-Electron. Rev. 2017. V. 25. P. 148–170.

Расчет в магнитном поле спектральных и мощностных характеристик GaAs/AlGaAs ККЛ ТГц-диапазона

Д. В. Ушаков[1,*], А. А. Афоненко[1], Р. А. Хабибуллин[2], А. А. Дубинов[3], В. И. Гавриленко[3]

[1]Белорусский государственный университет, пр. Независимости, 4, Минск, 220030, Беларусь
[2]Институт сверхвысокочастотной полупроводниковой электроники РАН, Нагорный пр., 7/5, Москва, 117105
[3]Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, 7, Нижний Новгород, 607680
*ushakovdv@bsu.by

Для ТГц-структур GaAs/AlGaAs квантово-каскадного лазера с 4 квантовыми ямами и двойным металлическим волноводом теоретически исследованы спектральные (3–4 ТГц) и мощностные характеристики в магнитном поле, приложенном параллельно оси роста. Проведен расчет уровней Ландау для различных магнитных полей. В приближении эффективной плотности состояний рассчитаны скорости электрон-фононного, электрон-примесного рассеяния и рассеяния на шероховатостях гетерограниц. Как показывают расчеты, при увеличении магнитного поля обнаруживаются выраженные осцилляции населенности уровней и времени жизни носителей заряда на основных уровнях, а также выходной мощности излучения. Наблюдаемые эффекты связаны с межуровневыми резонансами Ландау и подавлением или ростом каналов безызлучательной рекомбинации с помощью дополнительного квантования Ландау.

Введение

Реализованные в настоящее время квантово-каскадные лазеры (ККЛ) терагерцевого диапазона (ТГц) преимущественно созданы на основе структур GaAs/AlGaAs с дизайном «резонансное испускание оптического фонона» и двойным металлическим волноводом ДМВ [1]. Особый интерес представляют исследования характеристик ККЛ под воздействием внешнего магнитного поля [2–5]. Детальное понимание различных процессов рассеяния в структурах с использованием магнитного поля может быть важным фактором для продвижения в субтерагерцевую область частот. Применение внешнего магнитного поля представляет уникальный экспериментальный инструмент для контроля и понимания механизмов квантования и межподзонной релаксации [3, 4]. Магнитное поле можно эффективно использовать для управляемого преобразования двухмерной структуры с несколькими квантовыми ямами (КЯ) в эффективную нульмерную систему с уменьшенными или даже подавленными безызлучательными механизмами рассеяния [3–5]. В работе [4] использование магнитного поля позволило добиться лазерного излучения в диапазоне частот от 0,68 до 3,33 ТГц и получить рекордную генерацию на частоте 1 ТГц при температуре до 215 К (31 Тл), а на частоте 3 ТГц – до 225 К (19 Тл).

В работе на основе численного моделирования рассмотрено влияние магнитного поля на спектральные и мощностные характеристики ККЛ ТГц-диапазона в структуре с 4 квантовыми ямами в каскаде.

Результаты

Населенности уровней подзон находились методом балансных уравнений с периодическими граничными условиями [6–8]. Базисные волновые функции находились *kp*-методом [7–8] с последующим преобразованием специального вида для учета дефазировки [6]. Вероятности переходов рассчитывались с учетом изменения плотности состояний в магнитном поле и учитывали процессы туннелирования, рассеяния на оптических фононах, заряженных примесях и шероховатостях гетерограниц. При этом использовались приближенные матричные элементы взаимодействий, рассчитанные при нулевом магнитном поле для энергий начальных и конечных состояний, соответствующих энергиям уровней Ландау.

На рис. 1 приведены результаты расчета уровней энергии и уровней Ландау в магнитном поле 4 Тл, а также волновых функций и соответствующих спектров усиления для структуры $Al_{0,15}Ga_{0,85}As/GaAs$ с 4 КЯ, слои которой составляют **3,95**/16,4/**5,08**/8,46/**2,26**/9,03/**2,26**/7,90 нм [8, 9]. Центральная часть широкой КЯ легирована примесями со слоевой концентрацией $4{,}6\cdot10^{10}$ см$^{-2}$.

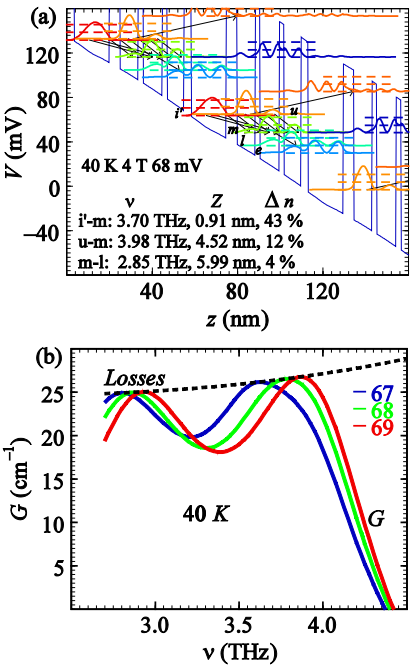


Рис. 1. Диаграмма зоны проводимости (*a*) и квадраты модулей волновых функций электронов, а также уровни Ландау (штриховые линии), рассчитанные *kp*-методом при температуре $T = 40$ К, магнитном поле $B = 4$ Тл и напряжении в одном модуле 68 мВ; *b* – спектры усиления и потерь для различных напряжений в одном модуле (числа справа от кривых в мВ)

В одном модуле перенос носителей осуществляется по состояниям следующих уровней: инжектора (*i'*), верхнего (*u*), среднего (*m*), нижнего (*l*) лазерных уровней и уровня экстрактора (*e*). По нашим расчетам могут наблюдаться три типа лазерных переходов: *i'*-*m* (~3,7 ТГц) и двух лазерных переходов *u*-*m* (~3,98 ТГц), *m*-*l* (~2,85 ТГц).

Рабочее напряжение на одном каскаде близко к сумме двух энергий излучения и энергии продольного оптического фонона $2\,\hbar\omega+\hbar\omega_{LO}$. Как видно из спектров усиления на рис. 1, *b*, при напряжении ~68 мэВ, близком к порогу генерации, наблюдаются переходы с уровня инжектора на средний лазерный уровень *i'*-*m*. Хотя матричный элемент дипольных переходов *i'*-*m* мал (~1 нм), но из-за большой населенности инжектора, такие переходы возможны. Далее с ростом напряжения верхний лазерный уровень сравнивается с уровнем инжектора, и становятся доминирующими два лазерных перехода *u*-*m* и *m*-*l*, которые отражаются на двух разнесенных пиках на кривых спектров усиления.

Спектры модовых потерь рассчитаны согласно [10] для волновода со следующими параметрами: обкладки Au, слои адгезии Ti толщиной 50 нм, приконтактные n^+-слои GaAs (70/100 нм, $5\cdot10^{18}$ см$^{-3}$), активная область GaAs/AlGaAs (10 мкм, 4.6 10^{10} см$^{-2}$).

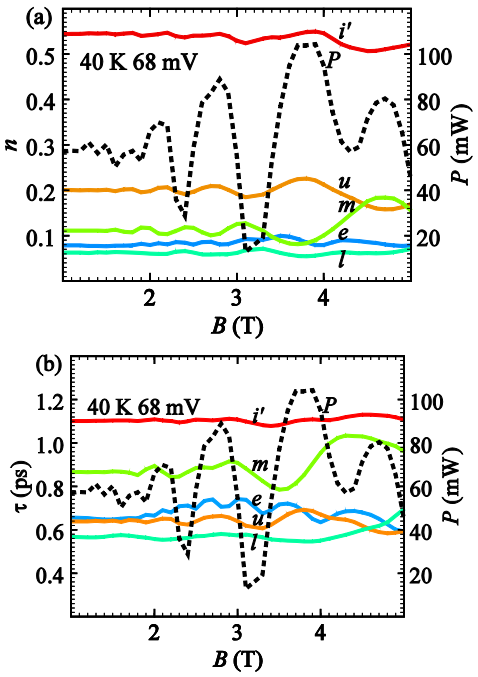


Рис. 2. Населенности уровней (*a*) и времена жизни (*b*) в допороговом режиме для различных уровней, а также мощность генерации (штриховые линии) в зависимости от магнитного поля

На рис. 2 рассчитаны населенности и времена жизни уровней, а также мощность генерации для различных значений магнитного поля *B*. В отсутствие магнитного поля населенности уровней составляют: 53 (*i'*), 22 (*u*), 10 (*m*) и 6 %(*l*). Наблюдаемые осцилляции в магнитном поле, так же как и в работах [3, 4], связаны с модуляцией населенности лазерных уровней из-за совокупности эффектов межуровневых резонансов Ландау. Максимумы мощности следуют синхронно вплоть до 4 Тл за максимумами населенности верхнего (*u*) и минимумами населенности нижнего (*l*) лазерных уровней и соответствуют процессам роста (для нижних лазерных уровней) и подавления (для верхних лазерных уровней) каналов безызлучательной рекомбинации путем дополнительного плоскостного квантования. Максимумы мощности также следуют синхронно за максимумами времени жизни верхнего (*u*) лазерного уровня. После 4,5 Тл расщепление уровней становится значительным и приводит к перекрытию уровней Ландау различных подзон, что объясняет более сложное поведение мощности генерации.

Таким образом, дополнительное квантовое ограничение в магнитном поле для ТГц ККЛ является путем к исследованию процессов рассеяния с целью оптимизации лазерных переходов и продвижения в область более высоких рабочих температур.

Финансирование

Работа выполнена при поддержке РНФ, грант № 23-19-00436.

Литература

1. K. Unterrainer, R. Colombelli, C. Gmachl, et al. // Appl. Phys. Lett. 2002. V. 80. P. 3060–3062.
2. V. M. Apalkov, T. Chakraborty // Appl. Phys. Lett. 2001. V. 78. P. 1973–1975.
3. J. Alton, S. Barbieri, J. Fowler, et al. // Physical Review B. 2003. V. 68. 081303(R).
4. A. Wade, G. Fedorov, D. Smirnov, et al. // Nat Photonics. 2009. V. 3. P. 41–45.
5. A. Daničić, J. Radovanović, V. Milanović, et al. // Physica E: Low-dimensional Systems and Nanostructures. 2016. V. 81. P. 275–280.
6. Д. В. Ушаков, А. А. Афоненко, А. А. Дубинов и др. // Квантовая электроника. 2019. Т. 49. С. 913–918.
7. D. Ushakov, A. Afonenko, R. Khabibullin, et al. // Opt. Express. 2020. V. 28. P. 25371– 25382.
8. Д. В. Ушаков, А. А. Афоненко, Д. С. Пономарев и др. // Известия высших учебных заведений. Радиофизика. 2022. Т. 65, № 5–6. С. 505–515.
9. Т. А. Багаев, М. А. Ладугин, А. А. Мармалюк и др. // Письма в ЖТФ. 2022. Т. 48, вып. 10. С. 16–19.
10. Д. В. Ушаков, А. А. Афоненко, А. А. Дубинов и др. // Квантовая электроника. 2018. Т. 48. С. 1005–1008.

Анализ внутризонной релаксации неравновесных носителей в гетероструктурах HgCdTe с квантовыми ямами при оптическом возбуждении

К. Е. Кудрявцев[1], М. А. Фадеев[1,*], А. А. Разова[1,2], В. В. Уточкин[1], В. В. Румянцев[1,2], М. С. Жолудев[1], В. Я. Алешкин[1,2], Н. Н. Михайлов[3], С. В. Морозов[1,2]

[1]Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, 7, д. Афонино, Кстовский р-н, Нижегородская обл., 603087
[2]Нижегородский государственный университет им. Н. И. Лобачевского, пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950
[3]Институт физики полупроводников им. А. В. Ржанова РАН, пр. Акад. Лаврентьева, 13, Новосибирск, 630090
*fadeev@ipmras.ru

В работе проведены исследования спектров фотолюминесценции волноводных гетероструктур с квантовыми ямами при коротковолновой импульсной накачке. Исследована зависимость температуры электронного газа и скорости его остывания от мощности накачки.

Введение

Твердые растворы HgCdTe находятся в центре внимания современной физики полупроводников по нескольким причинам. Они используются для изготовления инфракрасных приемников, а также могут переходить в фазу топологического изолятора, что представляет значительный фундаментальный интерес. Последние работы показывают, что квантовые ямы HgTe/CdHgTe являются перспективным материалом для создания когерентных источников инфракрасного излучения: стимулированное излучение из волноводных гетероструктур на основе HgCdTe было получено на длинах волн до 31 мкм, в полосе остаточных лучей материалов $A^{III}B^{V}$, где не могут работать современные квантово-каскадные лазеры [1]. Это делает HgCdTe одним из немногих материалов, наряду с графеном и халькогенидами свинца, для лазеров в диапазоне 20–55 мкм. Другая возможная область применения – окно прозрачности атмосферы от 3 до 5 мкм, интересная для задач газовой спектроскопии и экологического мониторинга [2]. Такая универсальность структур КРТ во многом связана с частичным подавлением оже-процессов в узких КЯ HgTe/CdHgTe (в сравнении с использованными ранее широкими потенциальными ямами и объемными слоями) в результате симметрии дисперсии электронных и дырочных подзон [1].

При повышении температуры происходит рост коэффициента оже-рекомбинации и одновременно с этим увеличивается интенсивность накачки, необходимая для создания инверсии населенностей. В таких условиях доминирующим механизмом, определяющим время жизни носителей и величину усиления, является оже-рекомбинация. Однако само по себе наличие безызлучательных процессов приводит лишь к увеличению пороговой интенсивности накачки, а не к уменьшению рабочей температуры лазера. Как было показано в работах [3, 4], основным фактором, ограничивающим максимальную температуру генерации в волноводных гетероструктурах на основе HgCdTe, является нагрев электронного газа до температур гораздо выше температуры решетки. В настоящей работе проведены экспериментальные исследования разогрева электронного газа в КРТ-структурах с КЯ и оценены возможности улучшения выходных характеристик лазерных структур с КЯ HgTe/CdHgTe в условиях оптической накачки на различных длинах волн. Для этого были проведены исследования спектров фотолюминесценции (ФЛ) и стимулированного излучения (СИ) при оптической накачке в широком диапазоне температур от 70 до 300 К.

Результаты

Исследования ФЛ и СИ проводились в основном при импульсном возбуждении с помощью оптического параметрического генератора ближнего ИК-диапазона с накачкой Nd:YAG. Длина волны накачки могла варьироваться от 1 до 2,3 мкм. Длительность импульса составляла 10 нс с частотой повторения 10 Гц. Образцы устанавливались на холодный палец криостата замкнутого цикла, температура изменялась в диапазоне 70–300 К. Излучение собиралось с края образца, направлялось в фурье-спектрометр Bruker Vertex 80v (работающий в режиме пошагового сканирования) и регистрировалось с помощью фотоэлектрического детектора HgCdTe. Измерения ФЛ в стационарном состоянии для определения характеристик образцов проводились при непрерывном возбуждении диодным лазером с длиной волны 1,55 мкм при плотности мощности ~1 Вт/см^2. Все регистрируемые спектры нормировались с учетом функции отклика системы.

Для проведения исследований внутризонной релаксации неравновесных носителей необходимо создать в эксперименте условия, при которых в структурах будет отсутствовать СИ, поэтому измерения проводились при температуре 300 К. Помимо этого необходимо использовать накачку, способную генерировать носители непосредственно в активном слое и обеспечить равномерный профиль возбуждения. Для нахождения оптимальной длины волны накачки были записаны спектры пропускания исследуемых образцов и установлено, что высокое поглощение в барьерных слоях начинается на длинах волн менее 1 мкм.

В ходе следующего этапа при неизменной температуре и длине волны накачки были записаны спектры ФЛ в зависимости от падающей на образец мощности (рис. 1). Как можно увидеть, несмотря на постоянную температуру решетки, о чем свидетельствует неизменное положение низкоэнергетического края линии ФЛ, увеличение накачки приводит к значительному уширению спектра из-за разогрева электронного газа.

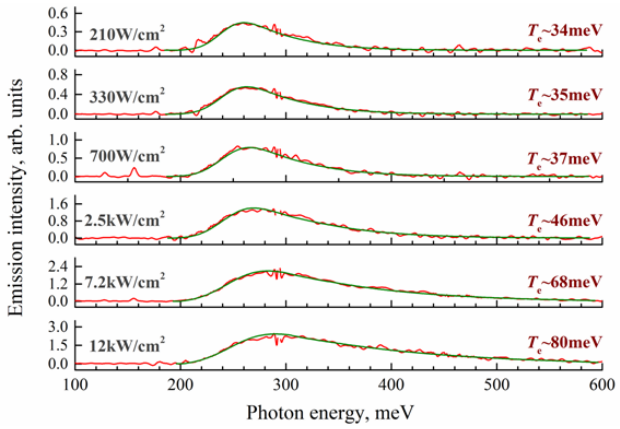


Рис. 1. Спектры ФЛ исследуемого образца при комнатной температуре и импульсном возбуждении (пиковая мощность накачки указана над графиками слева). Красные кривые соответствуют экспериментальным данным, зеленые кривые соответствуют моделированию спектров ФЛ с электронной температурой, указанной над графиком справа

Путем сравнения между собой поглощения структуры на длине волны 1 мкм и на длине волны большей, чем ширина запрещенной зоны КЯ, было определено поглощение в одной КЯ, которое составляет ~1%. Для того чтобы определить концентрацию неравновесных носителей, было использовано предположение, что в условиях эксперимента скорость оже-рекомбинации значительно больше, чем скорости других процессов, на основе чего была рассчитана концентрация неравновесных носителей.

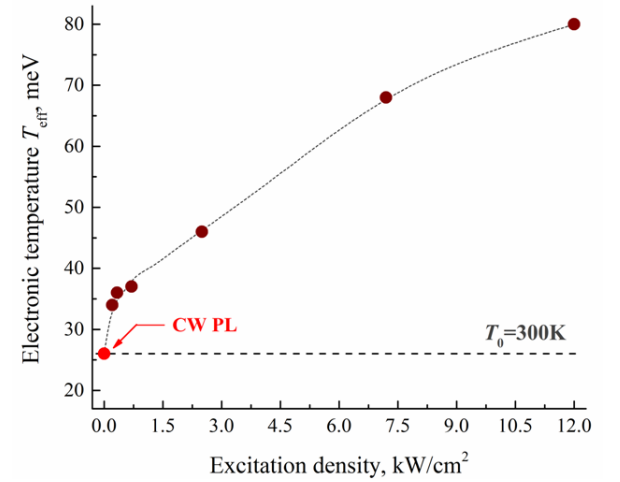


Рис. 2. Зависимость электронной температуры, определенной по спектрам ФЛ, от мощности накачки в исследуемом образце при температуре решетки 293 К

По полученным спектрам ФЛ можно определить температуру электронного газа в зависимости от мощности накачки (рис. 2). Для этого нами были смоделированы спектры ФЛ (см. рис. 1). При описании спектров использовалась модель, учитывающая зонную структуру образца, рассчитанную в рамках модели Кейна, излучательные переходы считались прямыми, а температуры электронов и дырок независимыми и равными T_{eff} для электронов и T_0 = 300 К для дырок соответственно. Помимо подгоночного параметра T_{eff} был введен дополнительный множитель, определяющий величину неоднородного уширения спектра ФЛ, который был одинаков для всех спектров.

На рис. 2 показана зависимость электронной температуры от мощности накачки. На начальном участке данной зависимости наблюдается резкий рост, однако затем она выходит на линейную зависимость. Написав уравнение баланса между энергией, поставляемой в электронный газ и отдаваемой решетке, можно определить характерное время остывания электронного газа, которое составляет 70 эВ/пс и линейно растет с увеличением температуры электронного газа.

Можно предположить, что при интенсивном возбуждении структур энергетическая релаксация горячих электронов происходит в основном из-за электронно-дырочного рассеяния, в то время как релаксация горячих дырок происходит напрямую, фононно-опосредованно, ввиду их большой масы. Сбалансировав процессы генерации/рекомбинации носителей и нагрева/охлаждения, можно определить ограничения на рабочие температуры лазеров на основе HgCdTe в среднем ИК-диапазоне, обусловленные тепловым воздействием.

Выводы

Таким образом, по результатам измерений спектров ФЛ в волноводных гетероструктурах с КЯ Hg(Cd)Te/CdHgTe в условиях мощной коротковолновой накачки происходит сильный разогрев электронного газа. При плотности мощности накачки 12 кВт/см^2 температура электронного газа в таких условиях достигает 900 К. Наиболее простым способом решения данной проблемы является увеличение длины волны накачки, в результате чего уменьшается энергия, привносимая в электронную подсистему при генерации электрон-дырочной пары. Наши оценки показывают, что стимулированное излучение в районе 3,5 мкм может быть достигнуто в оптических преобразователях с накачкой на длине волны 2,5 мкм при температурах, достигающих T_{max} ~ 270 К.

Финансирование

Работа выполнена при поддержке гранта РНФ № 22-72-10111.

Литература

1. S. V. Morozov, et al. // ACS Photonics. 2021. V. 8(12). P. 3526–3535.

2. F. K. Tittel, D. Richter, and A. Fried // Solid-State Mid-Infrared Laser Sources. Springer, 2007. P. 458–529.

3. K. E. Kudryavtsev, et al. // J. Appl. Phys. 2021. V. 130(21). P. 214302.

4. K. E. Kudryavtsev, et al. // J. Appl. Phys. 2023. V. 133(21). P. 074301.

Возбуждение краевых плазмонных мод в графеновом прямоугольнике терагерцовой волной

К. В. Машинский[1,*], В. В. Попов[1], Д. В. Фатеев[1,2]

[1]Саратовский филиал Института радиотехники и электроники им. В. А. Котельникова РАН, ул. Зеленая, 38, Саратов, 410019
[2]Саратовский национальный исследовательский государственный университет им. Н. Г. Чернышевского, ул. Астраханская, 83, Саратов, 410012
*konstantin-m92@yandex.ru

Теоретически исследовано возбуждение терагерцовых плазмонных мод, локализованных вдоль края графенового прямоугольника, нормально падающей линейно поляризованной электромагнитной волной. Изучено влияние краевых эффектов поля на возбуждение плазмонных мод при поляризации падающей волны, вдоль узкой стороны графенового прямоугольника. Исследованы спектры сечения ослабления терагерцовой волны, и построены распределения плотности заряда в графеновом прямоугольнике для краевых плазмонных мод.

Введение

Графеновая плазмоника [1] – динамично развивающаяся область оптоэлектроники. Возбуждение плазмонов позволяет локализовать электромагнитное поле в графеновых структурах, размеры которых на два порядка меньше длины элекромагнитной волны с той же частотой [2]. Теоретические исследования возбуждения терагерцовых (ТГц) плазмонов в двумерных электронных системах (2МЭС) рассматривают в основном бесконечные 2МЭС или 2МЭС, ограниченные в одном направлении и бесконечные и однородные в перпендикулярном направлении [3, 4], что упрощает теоретическое моделирование. Такой подход применим к 2МЭС, ширина которых в поперечном к волновому вектору плазмона направлении значительно превышает длину волны плазмона. Однако размеры реальных 2МЭС зачастую сравнимы с длиной волны плазмона в обоих перпендикулярных направлениях в плоскости 2МЭС и, следовательно, для описания возбуждения плазмонных мод в таких структурах требуется использование полного электродинамического подхода.

В существующих работах, посвященных возбуждению плазмонов в прямоугольных 2МЭС [5, 6], часто используются коммерческие программы для численных расчетов [6], либо упрощенные модели [5]. Одним из новых плазменных эффектов, обнаруженных в пространственно ограниченных 2МЭС, является возбуждение краевых, позволяющих сильнее локализовать поле ТГц-волны в области меньше дифракционного предела [7].

В данной работе решается задача о возбуждении краевых плазмонов в графеновом прямоугольном микрорезонаторе внешней ТГц-волной с помощью строгого электродинамического подхода.

Результаты

Линейно поляризованная ТГц-волна нормально падает на плоскость, содержащую графеновый прямоугольник длиной l и шириной w (рис. 1, *а*). Плоскость, содержащая графеновый прямоугольник, разделяет два полупространства с диэлектрическими проницаемостями $\varepsilon_1 = 1$ и $\varepsilon_2 = 4$. Поляризация электрического поля падающей волны направлена вдоль узкой стороны прямоугольника w.

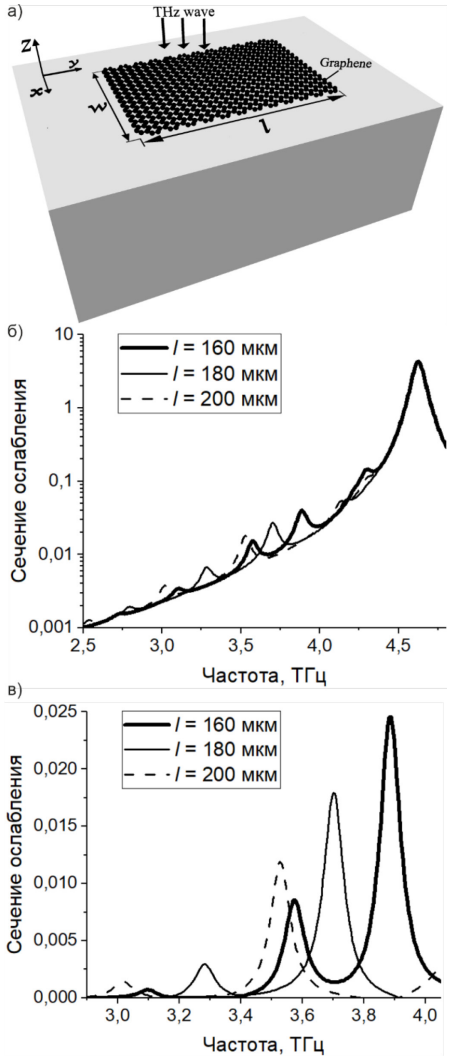


Рис. 1. Схематическое изображение исследуемой структуры (*а*). Спектр сечения ослабления ТГц-волны, падающей на графеновый прямоугольник различной длины l при его ширине w = 1 мкм (*б*). Тот же, что и на рис. 2, *б*, спектр сечения ослабления, из которого вычтена величина сечения ослабления для бесконечной графеновой полоски шириной 1 мкм (*в*)

С использованием разработанного авторами электродинамического подхода вычислен спектр сечения ослабления ТГц-волны, падающей на графеновый прямоугольник шириной w = 1 мкм. Длина прямоугольника принимает значения l = 160, 180, 200 мкм

(рис. 1, *б*). Для всех длин прямоугольника резонанс на частоте 4,6 ТГц соответствует возбуждению основной поверхностной дипольной плазмонной моды с колебаниями плотности заряда на всей площади графенового прямоугольника вдоль его узкой стороны (см. рис. 1, *б*). При длинах прямоугольника $l > 50$ мкм в ТГц-диапазоне обнаруживаются дополнительные резонансы на частотах ниже основной поверхностной дипольной плазмонной моды. Рисунок 1, *в* демонстрирует спектр сечения ослабления для графеновых прямоугольников с различными длинами l, из которого вычтена величина пьедестала, соответствующего сечению ослабления для бесконечной графеновой полоски шириной 1 мкм (рис. 1, *в*).

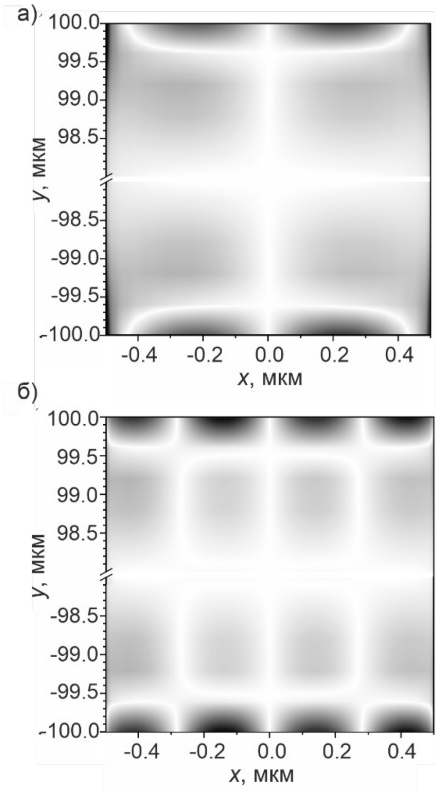


Рис. 2. Модуль пространственного распределения осциллирующей плотности заряда в плазмонных резонансах на частотах 3,5 ТГц (*а*) и 3 ТГц (*б*) при длине прямоугольника $l = 200$ мкм

Вычисленные распределения амплитуды осциллирующего заряда на площади графенового прямоугольника в резонансах на частотах 3 и 3,5 ТГц для прямоугольника длиной $l = 200$ мкм (рис. 2) показывают, что в длинном графеновом прямоугольнике существуют колебания, сильно локализованные вблизи торцов графенового прямоугольника, в дополнение к хорошо известной основной поверхностной плазмонной моде, в которой колебания заряда происходят по всей площади графенового прямоугольника. Колебания носителей заряда в этих краевых модах соответствуют ярким (оптически активным) плазмонным модам, поскольку они имеют сильные дипольные моменты, соответствующие нечетному числу узлов колебаний по ширине графенового прямоугольника. Волновое число краевой плазмонной моды, возбуждаемой на частоте 3,5 ТГц ($l = 200$ мкм), близко к значению $k_x = \pi/w$, волновое число краевой плазмонной моды, возбуждаемой на частоте 3 ТГц ($l = 200$ мкм), близко к значению $k_x = 3\pi/w$. Зависимость резонансных частот краевых плазмонных мод от их волновых чисел типична для обратных волн, характеризующихся аномальной дисперсией. С уменьшением длины прямоугольника l частота краевых резонансов растет, и при величине $l < 50$ мкм частота краевых резонансов становится больше частоты резонанса основного поверхностного дипольного плазмона.

Выводы

Предсказаны краевые обратные плазмонные моды в графеновом прямоугольнике, сильно возбуждаемые падающей ТГц-электромагнитной волной. Частоты краевых плазмонных мод попадают в ТГц-диапазон частот в вытянутых графеновых прямоугольниках микронной ширины. Частоты краевых плазмонных мод находятся ниже частоты основной поверхностной дипольной плазмонной моды в длинных графеновых прямоугольниках, длина которых более чем в 50 раз превышает ширину графенового прямоугольника.

Финансирование

Работа выполнена при поддержке гранта РНФ № 22-19-00611.

Литература

1. C. Tian, W. Miao, L. Zhao and J. Wang // Rev. Phys. 2023. V. 10. P. 100082.
2. Z. B. Zheng, J. T. Li, T. Ma, H. L. Fang, W. C. Ren, J. Chen, J. C. She, Y. Zhang, F. Liu, H. J. Chen, S. Z. Deng and N. S. Xu // Light Sci. Appl. 2017. V. 6. P. e17057.
3. S. A. Mikhalkov and N. A. Savostianova // Phys. Rev. B. 2005. V. 71. P. 035320.
4. V. Ryzhii, A. Satou, I. Khmyrova, A. Chaplik and M. S. Shur // J. Appl. Phys. 2004. V. 96. P. 7625–7628.
5. A. M. Zarezin, D. Mylnikov, A. S. Petrov, D. Svintsov, P. A. Gusikhin, I. V. Kukushkin and V. M. Muraviev // Phys. Rev. B. 2023. V. 107. P. 075414.
6. D. Mylnikov and D. Svintsov // Phys. Rev. Appl. 2022. V. 17. P. 064055.
7. A. Y. Nikitin, F. Guinea, F. J. Garcia-Vidal and L. Martin-Moreno // Phys. Rev. B. 2011. V. 84. P. 161407(R).

Донорно-акцепторные молекулы для двумерных органических светоизлучающих транзисторов

Р. С. Федоренко*, В. А. Труханов, Ю. Н. Лупоносов, Д. Ю. Паращук

Московский государственный университет им. М. В. Ломоносова, физический факультет, Москва
*roman96233@yandex.ru

Органические светоизлучающие транзисторы (ОСТ) представляют собой многообещающий класс устройств с широким спектром применений, таких как органические лазеры, интеллектуальные дисплеи и другие. ОСТ сочетают в себе функциональные возможности как органических светоизлучающих диодов, так и полевых транзисторов, так что амбиполярный транспорт носителей заряда и яркая электролюминесценция активного слоя необходимы для реализации высокопроизводительных устройств. Двумерные органические полупроводниковые и люминесцентные пленки, состоящие из моно- или нескольких молекулярных слоев, являются перспективными материалами для сверхтонких, гибких и прозрачных светоизлучающих устройств. Двумерные органические материалы продемонстрировали высокую подвижность носителей заряда [1], но создание высокоэффективных ОСТ по-прежнему представляет собой проблему [2].

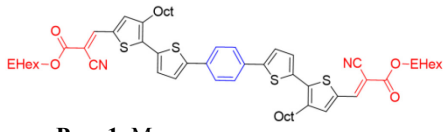


Рис. 1. Молекулярная структура исследуемой донорно-акцепторной молекулы

В этой работе использовался донорно-акцепторный тиофен-фениленовый олигомер (рис. 1). 2D-пленки выращивались из раствора орто-дихлорбензола методом центрифугирования с концентрацией 0,2–0,5 г/л на Si-подложках с термически выращенным SiO_2, толщиной в 300 нм. Раствор с олигомером наносился на предварительно очищенную кремниевую подложку, которая раскручивалась на центрифуге при скорости в 600–800 об/мин в течение 30 с. После чего подложка помещалась в замкнутую атмосферу чашки Петри, где и происходил рост пленок в парах растворителя. В результате этого были выращены 2D-пленки с поперечными размерами в диапазоне 200–500 мкм (рис. 2, *а*). Площадь заполнения подложки тонкими пленками составляла порядка 30%. Данные атомно-силовой микроскопии показали, что толщина тонких пленок составляет 1,6 нм, что значительно меньше расчетной длины молекулы. Это говорит о том, что молекулы наклонены. Для изготовления ОСТ использовались подложки SiO_2/Si с предварительно напыленными золотыми электродами. После этого на подложке происходил рост тонких пленок по описанному выше методу. Полученные ОСТ имели нижние золотые электроды. В качестве активного слоя выступали выращенные тонкие пленки олигомера. Ширина запрещенной зоны для этого олигомера составляла 2,18 эВ, что делает возможным инжекцию как дырок, так и электронов с золотых электродов. ОСТ продемонстрировали амбиполярный транспорт и электролюминесценцию (рис. 2, *б*, *в*). Внешний квантовый выход электролюминесценции составлял 0,1%, что соответствует лучшим значениям для ОСТ с одиночными компонентами, описанных в литературе [3]. Максимум интенсивности излучения приходился на красный цвет (порядка 650 нм). Данное соединение показывало высокую стабильность при измерении его характеристик в аргоновой атмосфере.

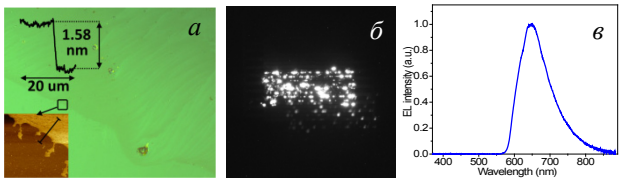


Рис. 2. Оптическое изображение 2D-пленки (*а*); электролюминесцентное изображение ОСТ во время его работы (*б*); спектр электролюминесценции (*в*)

В результате проделанной работы были получены 2D-пленки на основе донорно-акцепторных тиофен-фениленовых соолигомеров с перфторированным или нефторированным фениленовым донорным ядром и концевыми группами, которые показали высокую стабильность и кристалличность. Сочетание различных концевых акцепторных групп и центральных ядер на этапе выбора молекулярного дизайна позволило скорректировать спектральные и физико-химические характеристики олигомера и привело к относительно низкой запрещенной зоне и эффективной электролюминесценции в красной области. В работе продемонстрирован рост пленок жидкофазным методом с латеральными размерами 200–500 мкм. Разработана методика изготовления органических светоизлучающих транзисторов. Были получены устройства с амбиполярным транспортным и хорошими электролюминесцентными свойствами. Комбинация полупроводниковых и электролюминесцентных свойств и высокая стабильность при работе ОСТ говорит о том, что данная донорно-акцепторная молекула может иметь практическое применение и быть многообещающей платформой для легких и гибких ОСТ, в том числе использоваться в качестве красного источника излучения.

Финансирование

Работа выполнена при поддержке РНФ проект № 22-79-10122.

Литература

1. R. Fedorenko, et al. // Adv. Electron. Mater. 2022. 8. 2101281.
2. R. Fedorenko, et al. // Mater. Chem. Front. 2022. 6. 3279–3295.
3. I. Koskin, et al. // Adv. Funct. Mater. 2021. 31. 2104638.

Исследование свето-фотодиодных свойств в гетероструктуре GaNPAs на кремнии

Л. Н. Дворецкая[1,*], А. М. Можаров[1], А. С. Фунтикова[1,2], В. В. Фёдоров[1,2], И. С. Мухин[1,2]

[1]Академический университет им. Ж. И. Алфёрова РАН, ул. Хлопина, 8, корп. 3, Санкт-Петербург, 194021
[2]ВИФШ, Санкт-Петербургский политехнический университет им. Петра Великого, Политехническая, 29, Санкт-Петербург, 195251
*liliyabutler@gmail.com

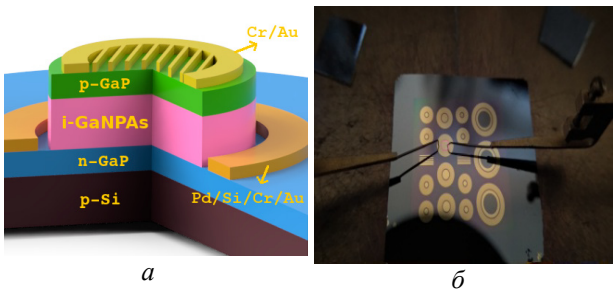
В работе продемонстрированы результаты исследования по созданию матричной полупрозрачной свето-фотодиодной структуры на базе p-i-n диода GaP/GaPNAs/GaP на Si, включающее этапы формирования контактов и отдельных пикселей, развиты методы постростовой технологии, позволяющие формировать массивы приборных меза-структур, в том числе микронных размеров. Проанализированы вольт-амперные характеристики и спектральные зависимости квантовой эффективности фотопреобразования индивидуальных фотодиодов.

Введение

На настоящий момент повышается спрос на диоды двойного назначения, представляющие собой матричные элементы на прозрачной основе с общим контроллером. Полупрозрачные матричные светофотодиодные элементы позволят отображать актуальную информацию на прозрачных изделиях и управлять ею. Существующие прозрачные свето- и фотодиодные структуры практически полностью выполнены из органических соединений или соединений со структурой перовскита. При этом ключевым недостатком таких материалов является их быстрая деградация со временем по сравнению с материалами III–V группы, что делает их непригодными для большинства коммерческих приложений [1]. Соединения III–V группы, в большинстве своем, представляют собой прямозонные полупроводники, которые используются в коммерческих лазерных устройствах уже более 50 лет. Наибольший интерес для создания светофотодиодных структур представляет полупроводниковый твердый раствор GaNPAs. При добавлении мышьяка и азота данный материал оптически активен и помимо этого обладает высокой стабильностью характеристик, а также наблюдается высокая термическая и химическая стабильность, позволяющая работать приборам на их основе в условиях воздействия агрессивных факторов внешней среды. Для создания устройств двойного использования, работающих в видимой спектральной области, оптимальным выбором является твердый раствор GaNPAs, позволяющий создавать устройства в оранжево-красном диапазоне. Основной причиной, сдерживающей до текущего момента развитие данного научно-технического направления, является тот факт, что традиционно в качестве подложек для синтеза такого полупроводникового твердого раствора используются дорогостоящие пластины GaP, что фактически делает недоступными для гражданского использования элементы на основе GaNPAs. В свою очередь, при определенных условиях возможно использование подложек кремния для синтеза GaNPAs высокого кристаллического качества, что снижает стоимость производства и потенциально позволяет создавать матричные светофотодиодные устройства больших размеров [3, 4]. Развитая технология эпитаксиального синтеза обеспечивает формирование тонкопленочных приборов высокого кристаллического совершенства с достижением требуемых для создания приборных структур профилей легирования [5].

Результаты

Для формирования светофотодиодных структур были изготовлены меза-структуры, обеспечивающие индивидуальные омические контакты к эмиттерным слоями GaP *p*- и *n*-типа. Схематическое изображение конструкции меза-структуры *p*-*i*-*n*-фотодиода представлено на рис. 1, *а*.



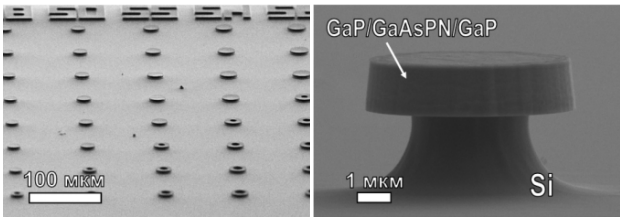
а *б*

Рис. 1. Схематическое изображение конструкции *p*-*i*-*n*-меза-структуры (*а*) и фотография изготовленных меза-структур GaAsPN на кремнии в процессе измерения на зондовой станции (*б*)

На первом этапе с помощью проекционной фотолитографии формировалась фоторезистная маска (AZ1518), через которую слои гетероструктуры вытравливались методом реактивного ионного травления в индуктивно-связанной плазме (РИТ-ИСП). Для травления применялась газовая смесь BCl_3/Cl_2 в соотношении потоков 40:5 млн/мин, температура –18 °C, давление в камере 5 мТорр. Подводимые к ИСП и «ВЧ-смещению» мощности составляли 1000 и 30 Вт соответственно. Формирование электродов осуществлялось методом взрывной фотолитографии через двойной слой фоторезиста PMGI SF9 / AZ MIR 701: материал контакта осаждался на поверхность с сформированной маской фоторезиста, после чего резист удалялся в органических растворителях. Нижний электрод формировался путем термического осаждения бислоя Pd/Si (50 / 50 нм). Формированию омического контакта способствовал последующий быстрый термический отжиг при температуре 500 °C в течение

30 минут в атмосфере азота. Невжигаемый верхний электрод в виде сетки формировался путем термического осаждения бислоя Cr/Au (10 / 200 нм). Для обеспечения хорошего электрического контакта на нижний Pd/Si-электрод также осаждался дополнительный бислой Cr/Au. Для удаления поверхностных оксидов перед каждым осаждением металлов образцы погружались в водный раствор $HCl:H_2O$. Фотография изготовленных меза-структур светофотодиодов GaAsPN на кремнии в процессе измерения на зондовой станции представлена на рис. 1, *б*.

Отличие физико-химических свойств A^3B^5 соединений и Si обеспечивает возможность их селективного плазмохимического травления, что существенно расширяет возможности постростовой технологии вскрытия контактных слоев и осуществления межприборной меза-изоляции. Установлено, что РИТ-ИСП в газовой среде CF_4 позволяет селективно вытравливать нижележащий слой Si по периметру предварительно сформированной меза-структуры, обеспечивая формирование свободноподвешенных краев, как показано на рис. 2, *а*.



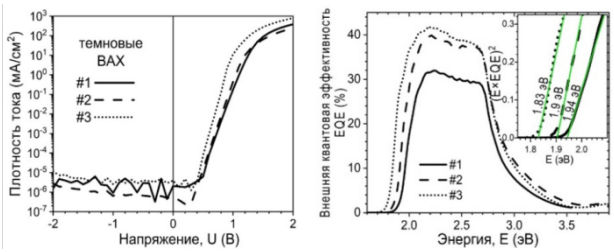
а *б*

Рис. 2. Изображение сканирующей электронной микроскопии, иллюстрирующее возможность формирования упорядоченных массивов микроструктур на основе *pin*-гетероструктур GaAsPN на кремнии (*а*); СЭМ-изображение одиночного микродиска (*б*)

Формирование подобной геометрии позволяет снизить оптические потери, связанные с распространением и поглощением излучения в подложку, а также обеспечить эффективную локализацию оптического поля в активной области *p-i-n*-светофотодиода. Для демонстрации возможности формирования упорядоченных массивов приборных микроструктур методами безмасочной сканирующей лазерной литографии и РИТ-ИСП был изготовлен массив кольцевых и микродисковых меза-структур (рис. 2, *б*) с внешним диаметром от 100 до 5 мкм.

Темновые вольт-амперные характеристики (ВАХ), представленные на рис. 3, *а*, имеют четко выраженный диодный характер, демонстрируя крайне низкое значение темнового тока при обратном смещении. Значение тока утечки при температуре 300 К и отрицательном смещении 1 В составляет от 1 до 10 нА/см^2, что свидетельствует о низкой плотности структурных дефектов в приборных гетероструктурах.

Для оценки характеристики работы фотодиодов были получены и проанализированы спектральные зависимости их внешней квантовой эффективности (EQE) фотопреобразования, рис. 3, *б*. Заметный фотоэлектрический отклик в исследуемых структурах наблюдался лишь при их возбуждении излучением с энергией выше энергии запрещенной зоны. Полученные значения внешней квантовой эффективности составили 30%, 40% и 42% для образцов №1, №2 и №3 соответственно. Оценка ширины запрещенной зоны была получена путем экстраполяции линейного участка зависимости (E·EQE)2 к 0.



а *б*

Рис. 3. Темновые вольт-амперные характеристики (ВАХ) мез *p-i-n*-диодов, изготовленных на основе *pin*-гетероструктур с различным составом слоя GaAsPN (образцы № 1, № 2 и № 3) (*а*); внешняя квантовая эффективность фотоэлектрического отклика *p-i-n*-диодов (*б*). На вставке показан расчет значения ширины запрещенной зоны Eg активной области GaAsPN в образцах №1, №2 и №3 путем линейной экстраполяции графика $[E\times EQE]^2$

Выводы

Развиты методы постростовой технологии, позволяющие формировать массивы приборных меза-структур светофотодиодов, в том числе микронных размеров. Изготовленные меза-структуры *p-i-n*-диодов демонстрируют низкие значения тока утечки и фотоэлектрический отклик с внешней квантовой эффективностью в диапазоне от 30 до 42%, в красной области видимого диапазона при комнатной температуре.

Финансирование

Работа выполнена при поддержке гранта РНФ № 23-72-01133.

Литература

1. T. Tong, et. al. // ACS Energy Letters. 2020. 42(2), P. 232–248.

2. A. V. Babichev, et al. // Semiconductors. 2012. 46, P. 796–800.

3. A. Lee, et al. // Semiconductor science and technology. 2012. 28(1). P. 015027.

4. L. N. Dvoretckaia, et al. // Solar Energy Materials and Solar Cells. 2020. 206. P. 110282.

5. Z. Hu, et al. A review on energy band-gap engineering for perovskite photovoltaics // Solar Rrl. 2019. V. 3, no. 12. P. 1900304.

Расчет коэффициента поглощения в напряженных Ge/SiGe квантовых ямах для проектирования модуляторов Маха – Цендера

С. В. Хазанова[1], А. С. Панфилов[1], А. И. Бобров[2], А. П. Горшков[1], К. В. Сидоренко[1], А. В. Нежданов[1], Н. В. Малехонова[2]

[1] Нижегородский государственный университет им. Н. И. Лобачевского, пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950
[2]НИФТИ Нижегородского государственного университета им. Н. И. Лобачевского, пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950
*khazanova@phys.unn.ru

В работе описана методика расчета изменения энергетического спектра Si/Ge квантовых ям под действием электрического поля, обеспечивающая вариацию показателя преломления с целью проектирования модулятора по схеме Маха – Цендера. Предложенный алгоритм исследования основан на совокупности теоретических и экспериментальных методов анализа.

Введение

С бурным развитием оптической связи фотонные интегральные схемы играют все большую роль в информационной индустрии. Кремниевая фотонная интеграция считается отличной платформой для передачи данных благодаря хорошо отработанной технологии комплементарной оксид металл-полупроводник (КМОП). Кремниевая фотоника имеет хорошие возможности для обеспечения производительности, цены и объема производства высокоскоростных модуляторов будущих оптических линий связи. Кроме того, в последнее время большой интерес вызвали и другие материалы группы IV. Фотоника на основе Ge может рассматриваться как одна из наиболее перспективных схем для достижения интегральной монолитности активных оптических устройств.

Для соединений центров обработки данных наиболее широко используется архитектура модулятора Маха – Цендера (ММЦ), при этом ММЦ предназначен для модуляции как синфазной, так и квадратурной компоненты сигнала. Принцип этого устройства основан на использовании квантово-размерного эффекта Штарка, путем воздействия на коэффициент поглощения гетероструктур электрическим полем. Для реализации данных эффектов могут быть использованы и полупроводники с прямой запрещенной зоной III – V, которые широко исследуются в настоящее время для дальней и средне-дальней связи.

Несмотря на то что Ge является непрямозонным полупроводником, посредством деформации и легирования характер перехода может стать более прямозонным [1]. Кроме того, большая вариация поглощения может быть реализована путем формирования Ge квантовых ям. В ряде работ сообщалось об эффективном изменении показателя преломления $1{,}3\times 10^{-3}$ с помощью множественных Ge/SiGe квантовых ям. При этом электрооптические характеристики могут быть заметно улучшены путем создания структур с туннельно-связанными квантовыми ямами (ТСКЯ). Так, в работе [2] продемонстрирована работа волноводного модулятора с асимметричными Ge/SiGe ТСКЯ, который может быть реализован как для модуляции интенсивности, так и фазовой модуляции при низком напряжении смещения в кремниевой фотонной интеграции.

В данной работе с помощью алгоритма самосогласованного решения уравнений Шредингера и Пуассона было получено перераспределение электронной плотности в системах ТСКЯ, обусловленное явлением квантово-размерного эффекта Штарка.

На основе рассчитанных энергий размерного квантования и огибающих волновых функций можно получить мнимую часть диэлектрической проницаемости как результат сложения межзонного и экситонного вкладов. Известно, что коэффициент оптического поглощения α(ħω) связан с мнимой частью д иэлектрической проницаемости [2]:

$$\alpha(\hbar\omega) = \frac{\omega}{cn}\varepsilon(\hbar\omega)$$

При использовании рассчитанных спектров поглощения α(ħω) в достаточно широком диапаз оне длин волн (900 – 1800 нм), с помощью соотношения Крамерса – Кронига, будут получены значения показателей преломления под действием обратного смещения.

Результаты

В данной работе для расчета мы используем одиночную квантовую яму Ge/SiGe со сбалансированной деформацией, выращенную на релаксированном буфере SiGe, обогащенном германием, что позволяет исследовать I тип гетероперехода в точке Г. На рис. 1 показан результирующий профиль структуры зон.

Таблица 1. Исследуемая Si/Ge-гетероструктура

Слой	Толщина, нм	Описание
$Si_{0,1}Ge_{0,9}$	50	Буферный слой
$Si_{0,15}Ge_{0,85}$	10	Барьерный слой
Ge	16	Квантовый слой
$Si_{0,15}Ge_{0,85}$	10	Барьерный слой
$Si_{0,1}Ge_{0,9}$	50	Буферный слой

В табл. 1 приведено описание слоев напряженной гетероструктуры с буферными слоями $Si_{0,1}Ge_{0,9}$, использованной для моделирования энергетического спектра. Для расчета были использованы эффективные массы для электронов ($m_e^* = 0{,}041 + 0{,}115 \cdot x$) и тяжелых дырок ($m_{hh}^* = -0{,}28 - 0{,}21 \cdot x$) для Si_xGe_{1-x}, полученные интерполяцией по правилу Вегарда.

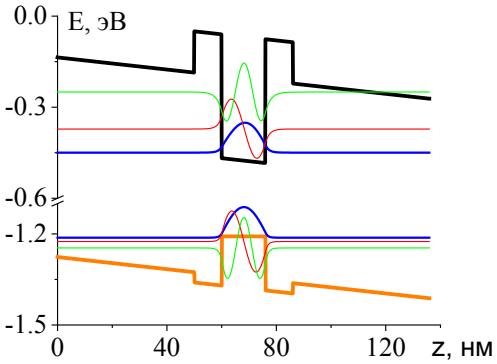


Рис. 1. Зонная диаграмма структуры, описанной в табл. 1. Моделирование проводилось при T = 300 К и напряжении смещения 1 В

В деформационно-сбалансированных структурах среднее значение концентрации кремния в слоях Ge/SiGe MQW равно концентрации кремния в буферных слоях, что позволяет расти достаточно толстым структурам. Здесь мы рассматриваем зоны в точке Γ в барьерах для расчета эффектов квантового конфайнмента, заметим, что разрыв зоны Γ-точки 400 мэВ обеспечивает сильный квантовый конфайнмент электронов в зоне проводимости. Несмотря на то что точка Γ в яме Ge выше, чем у L-долины в барьерах SiGe, мы не ожидаем, что электроны, сгенерированные в ямах Ge, будут быстро рассеяны по тем L-долинам.

Хотя самая низкая запрещенная зона германия является непрямой, мы используем его прямую запрещенную зону при 0,8 эВ при комнатной температуре. Существует также непрямое поглощение при тех же и более низких энергиях фотонов, но оно гораздо слабее, что позволяет осуществлять прямое поглощение.

Результаты расчетов показывают, что с увеличением напряженности электрического поля происходит заметное перераспределение электронной плотности в квантовой яме, что приводит к «красному» сдвигу оптического спектра вследствие квантово-размерного эффекта Штарка. Устройство, изготовленное на данном эффекте, может достичь коэффициента затухания 5 дБ на длине волны 1446 нм и коэффициента затухания 7,8 дБ на длине волны 1457 нм при обратном смещении в несколько вольт соответственно [2] (рис. 2).

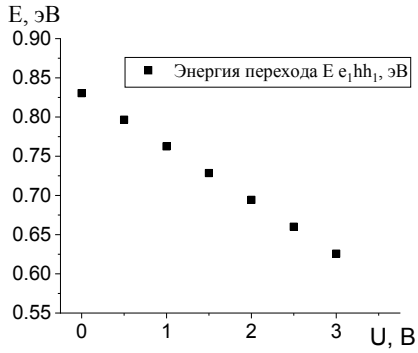


Рис. 2. Смещение пика основного перехода e_1hh_1, вследствие квантово-размерного эффекта Штарка при напряжениях от 0 до 3 В, рассчитанное для структуры, описанной в табл. 1

Еще большего эффекта можно ожидать от системы туннельно-связанных квантовых ям. Возможность использования различных конструкций Ge квантовых ям, при длине волны 1550 нм, совместимой с дальней связью, станет предметом будущих работ.

Выводы

Электроабсорбционная модуляция, наблюдаемая в материалах группы IV, и ее эффективность сравнимы с высококачественными (прямозонными) материалами III–V на длинах волн того же диапазона.

Смещение энергии основного перехода пиков в присутствии электрического поля равно или лучше, чем у типичных структур III–V на таких длинах волн.

Финансирование

Работа выполнена при поддержке Министерства науки и высшего образования Российской Федерации, проект № FSWR-2022-0007.

Литература

1. K. Guilloy, N. Pauc, A. Gassenq, et al. // ACS Photonics. V. 3. P. 1907 (2016).

2. Yi Zhang, Jianfeng Gao, Senbiao Qin, et al. // Nanophotonics. 10(6). P. 17 (2021).

Расчет транспортных характеристик двуслойного муарового графена

В. В. Савельев*, С. В. Хазанова**

Нижегородский государственный университет им. Н. И. Лобачевского, пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603022
*savelevvladv@mail.ru, **khazanova@phys.unn.ru

В данной работе в качестве исследуемых структур рассматривается двухслойный графен с периодическим потенциалом с шириной полос порядка десяти нанометров. Численно исследуется влияние степени взаимодействия слоев, угла падения электронной волны, скорости Ферми на вольт-амперную характеристику структуры.

Введение

Основными требованиями, предъявляемыми к современным электронным устройствам, являются минимальные размеры компонентов, быстродействие и низкое энергопотребление, поэтому элементная база таких устройств должна основываться на материалах с пониженной размерностью и высокой подвижностью носителей заряда. С этой точки зрения особую привлекательность получили различные двумерные материалы, а также гетероструктуры из двух или нескольких слоев двумерных материалов с различными параметрами. Одним из таких материалов является графен – монослой атомов углерода, обладающий рядом уникальных электрофизических свойств. При этом недостатком изолированного монослоя графена является отсутствие запрещенной зоны. Управление характеристиками структур возможно путем смещения слоев относительно друг друга (рис. 1). Так, двухслойный графен, имеющий упаковку Бернала, стал предметом активных исследований благодаря его перестраиваемой запрещенной зоне и перспективам применения в оптоэлектронике и наноэлектронике [2]. Устройства, созданные на основе нескольких слоев графена, смещенных относительно друг друга на некоторый угол, открывают новый раздел электроники – твистронику.

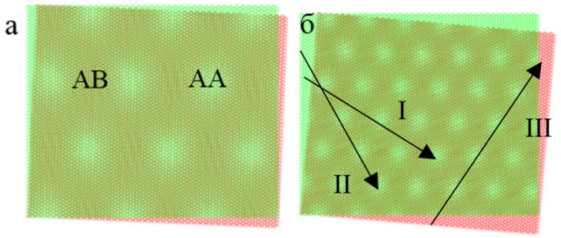


Рис. 1. Муаровый узор, смоделированный для углов разориентации слоев 5° (*а*) и 10° (*б*) с некоторыми вариантами падения электронной волны

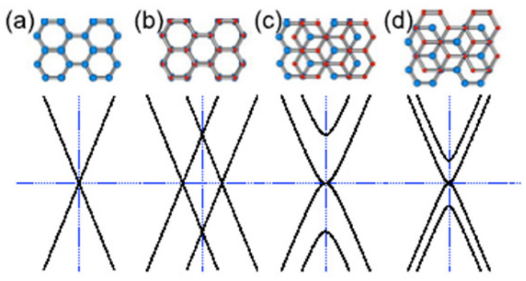


Рис. 2. Схематичное изображение зонных диаграмм монослойного и двухслойного графена

При смещении слоев в подобной структуре возникают периодично расположенные области с различным типом упаковки (AA- и AB-упаковки, зонные диаграммы на рис. 2, *b* и *c* соответственно). Сверхпериод, проявляющийся в геометрии данных слоев, передается и их энергетической структуре, причем размеры областей, и соответственно параметр сверхрешетки, зависят от угла разориентации. В то же время очевидно, что характер потенциального рельефа и энергии межслоевого взаимодействия при различных углах разориентации будет оказывать влияние на энергетические и транспортные характеристики графеновых наноприборов. Свойства графена и структур на его основе позволяют создать топологические изоляторы и сверхпроводники. Отсюда вытекает необходимость создания моделей и их расчетов для данных структур. Кроме того, в ряде работ указывается на уменьшение скорости Ферми с ростом угла разориентации [1].

Метод расчета

Известно, что энергетические состояния в графене описываются с помощью уравнения Дирака. Решение уравнения Дирака

$$\hat{H} = \upsilon_F \vec{\sigma}\vec{p} + V(x)\hat{I}$$

можно представить в виде спиноров

$$\psi_1(\mathrm{x}) = \begin{pmatrix} 1 \\ se^{i\phi} \end{pmatrix} e^{i\lambda x}, \psi_2(\mathrm{x}) = \begin{pmatrix} 1 \\ -se^{i\phi} \end{pmatrix} e^{-i\lambda x}$$

В данной работе с помощью метода матрицы переноса для графена [3] численно рассчитывается коэффициент прохождения. Введем матрицы, описывающие поведение волновой функции внутри барьера и на его границах:

$$G = \begin{pmatrix} 1 & 1 \\ se^{i\phi} & -se^{-i\phi} \end{pmatrix}, T(\mathrm{x}) = \begin{pmatrix} e^{i\lambda x} & 1 \\ 1 & e^{-i\lambda x} \end{pmatrix}$$

Используя данные матрицы, получаем результирующую матрицу переноса M(x) [3]. Вероятность прохождения через многобарьерную структуру $T = |t|^2$ определяется диагональным элементом матрицы переноса: $T(E) = |\mathrm{M}_{22}|^{-2}$.

Вольт-амперная характеристика рассчитывалась по формуле: $I = \frac{e}{4\pi^3 \hbar} \int T(E)\big(f(E) - f(E')\big)dE$, где $f(E)$ – функция распределения, $E' = E + eV_b$, Δ – параметр запрещенной зоны.

Изменение угла разориентации учитывается путем вариации периода сверхрешетки, а также пере-

нормировкой скорости Ферми. Одновременно с этим влияние сверхпериода порядка нескольких нанометров приводит к модуляции высоты потенциальных барьеров.

Результаты работы и выводы

В данной работе реализовано моделирование решетки двухслойного графена со сдвигом слоев относительно друг друга на произвольный угол Θ. При наложении слоев хорошо различимы области с различными видами упаковок, а также показана возможность образования соизмеримых и несоизмеримых состояний. Численно, методом матрицы переноса, рассчитаны коэффициенты прохождения для различных значений сверхпериода решетки. При моделировании учитывалось изменение параметра запрещенной зоны вдоль выбранных направлений графеновой сверхрешетки (см. рис. 1, *б*). Причем при падении волны вдоль направлений с наименьшим расстоянием между АА-областями (II и III на рис. 1) потенциальный профиль задавался в виде синусоиды (период 16 нм), а при падении вдоль направления I профиль приобретает более прямоугольную форму. Далее, используя зависимости коэффицинта прохождения от энергии, получена вольт-амперная характеристика (ВАХ) исследуемых структур.

Рассчитаны ВАХ для случая угла падения волны вдоль направления III при различных значениях параметра запрещенной зоны (рис. 3). Показано, что с ростом параметраΔ появляется и станов ится более выраженным участок с обратной дифференциальной проводимостью

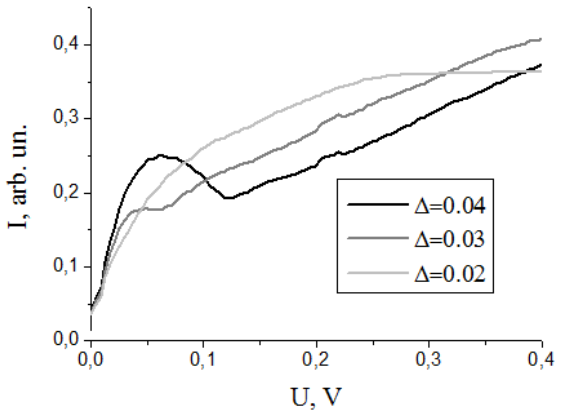


Рис. 3. Расчеты ВАХ для структур с различным параметром запрещенной зоны в областях с АВ-упаковкой

В ряде литературных данных представлены зависимости проводимостей, имеющие максимумы и минимумы (рис. 4). Таким образом, можно интерпретировать протекание тока вдоль сверхрешетки как туннелирование между областями конфайнмента носителей, сосредоточенных преимущественно в областях с АА-упаковкой (рис. 4). При этом размер АА-областей сильно зависит от угла разориентации.

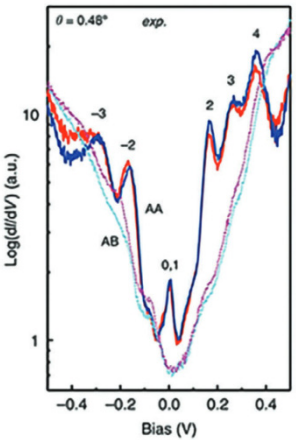


Рис. 4. Зависимость проводимости муарового графена, измеренного в различных АА- и АВ-областях графеновой сверхрешетки [3]

Рассчитаны вольт-амперные характеристики для двухслойного графена при падении электронной волны под углами 30° и 60° (направления I и II, рис. 5). В зависимости от направления меняется интенсивность пикового тока участка с отрицательным дифференциальным сопротивлением.

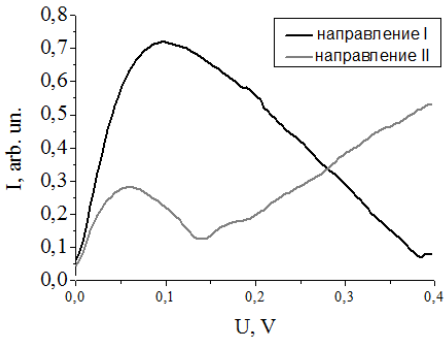


Рис. 5. Расчеты вольт-амперной характеристики муарового графена при влиянии направления падения электронной волны

Выводы

При некоторых значениях параметраΔ и угла р азориентации на ВАХ наблюдается участок отрицательного дифференциального сопротивления. С ростом параметра Δ выраженность данного участка увеличивается.

В зависимости от направления распространения электронной волны меняется интенсивность тока в области меньших напряжений.

Литература

1. A. V. Rozhkov, et al. // Physics Reports. 2016. V. 648. P. 1–104.

2. D. A. Ghazaryan, A. Misra, E. E. Vdovin, et al. // Appl. Phys. Lett. 2021. V. 118. P. 183106.

3. Mengya Liu, Liping Wang, and Gui Yu // Advanced Science. 2022. V. 9. P. 2103170.

Интенсивность терагерцовой фотолюминесценции легированных слоев GaAs

Н. Ю. Харин*, М. Я. Винниченко, В. Ю. Паневин, В. В. Федоров, Д. А. Фирсов

Санкт-Петербургский политехнический университет Петра Великого, ул. Политехническая, 29, Санкт-Петербург, 195251
*kharin.nikita66@gmail.com

В работе рассмотрен механизм увеличения интенсивности терагерцовых переходов в структуре с эпитаксиальным слоем GaAs, легированным донорами, в условиях межзонной оптической накачки. Обнаружена корреляция между возникновением стимулированного излучения, связанного с межзонными переходами, и изменением характера зависимости терагерцового излучения от интенсивности оптической накачки.

Введение

Известно, что электрические и оптические свойства полупроводниковых материалов сильно изменяются при введении в полупроводник примесей. Характеризация примесных переходов в полупроводниках является всесторонне исследованной областью физики твердого тела. Энергия связи мелких примесей может лежать в терагерцовом (ТГц) диапазоне длин волн, что открывает возможность использовать легированные полупроводниковые структуры в качестве источников и приемников ТГц-излучения. В настоящей работе исследуется механизм увеличения интенсивности примесного ТГц-излучения в легированном арсениде галлия в условиях межзонной оптической накачки. Интенсивность излучательных переходов «зона проводимости – примесь» зависит от заселенности конечных состояний для данных переходов, т. е. состояний примеси. Эта заселенность зависит от темпа излучательных межзонных переходов «примесь – валентная зона», которые в обычных условиях проходят спонтанным образом. Существенно повысить темп опустошения состояний примеси можно, если рекомбинация «примесь – валентная зона» осуществляется путем стимулированных переходов. Отметим, что влияние стимулированного межзонного излучения на интенсивность примесной терагерцовой люминесценции в легированных объемных полупроводниках при межзонной оптической накачке ранее в литературе не рассматривалось, что обуславливает интерес к подобным исследованиям.

Прежде всего отметим, что ранее в работе [1] нами уже была предпринята попытка исследовать влияние стимулированного межзонного излучения на интенсивность терагерцовых переходов в образце с легированным эпитаксиальным слоем GaAs. С помощью метода фурье-спектроскопии были получены спектры терагерцовой фотолюминесценции (ФЛ) данного образца, подтверждено наличие в образце донорных и неконтролируемых акцепторных примесей, определена зависимость интенсивности отдельных пиков фотолюминесценции от мощности оптической накачки в до- и постпороговом режиме генерации стимулированного межзонного излучения. Однако полученных данных оказалось недостаточно для детального определения характера данной зависимости. В рамках настоящей работы были проведены измерения интегральной интенсивности терагерцовой ФЛ в легированных слоях GaAs.

Образцы и методика измерений

Исследована зависимость интегральной интенсивности терагерцовой примесной ФЛ слоя GaAs толщиной 0,52 мкм, легированного донорами, от мощности оптической накачки. Образец был выращен методом молекулярно-пучковой эпитаксии на полуизолирующей подложке GaAs. Концентрация доноров кремния в образце составила $1{,}0\cdot10^{16}$ см$^{-3}$. В данном образце излучение, связанное с межзонными переходами, лежит в ближнем инфракрасном диапазоне (БИК) спектра. Стимулированное излучение в БИК-диапазоне достигалось через создание в образце на этапе роста волноводных слоев. Для этого легированный эпитаксиальный слой GaAs был заключен между слоями материала с меньшим показателем преломления – твердым раствором $Al_{0,6}Ga_{0,4}As$. Скалыванием из образца формировался высокодобротный резонатор полного внутреннего отражения с геометрическими параметрами 0,4 x 0,4 мм.

Интегральная интенсивность терагерцовой фотолюминесценции регистрировалась с помощью фотодетектора Ge:Ga. Образец и фотодетектор монтировались на едином медном держателе напротив друг друга на расстоянии 12 мм. В такой геометрии «лицом к лицу» большая часть излучения, связанного с примесными терагерцовыми переходами, гарантированно попадет на чувствительный детектор, что является преимуществом в сравнении с методикой, использованной в работе [1], где применялась техника фурье-спектроскопии, а в качестве детектора выступал охлаждаемый жидким гелием кремниевый болометр. Медный держатель устанавливался в оптический криостат замкнутого цикла Janis PTCM-4-7, что позволило проводить эксперименты при температуре кипения жидкого гелия – 4,2 К. С помощью системы зеркал поверхность образца равномерно засвечивалась импульсным лазерным излучением с длиной волны 532 нм, частотой следования импульсов 8 кГц и длительностью импульса 250 нс. ТГц-фотолюминесценция регистрировалась по нормали к поверхности образца, спектры ФЛ в БИК-диапазоне регистрировались с торца с помощью решеточного монохроматора Horiba Jobin Yvon FHR-640, детектором излучения служила кремниевая ПЗС-матрица.

Результаты и их обсуждение

В спектрах ФЛ БИК-диапазона наблюдаются три линии излучения: связанные с переходами «донор –

валентная зона», с рекомбинацией свободных экситонов и с переходами «зона проводимости – акцептор». Подробный анализ аналогичных спектров в данном образце был проведен в работе [1].

На рис. 1 приведена интегральная зависимость интенсивности фотолюминесценции в БИК-диапазоне от мощности оптической накачки. Видно, что, начиная с интенсивности возбуждения примерно равной 600 Вт/см^2 наблюдается резкий рост интенсивности ФЛ. Подобное изменение характера зависимости связано с возгоранием интенсивной линии стимулированного излучения, связанной с переходами «донор – валентная зона».

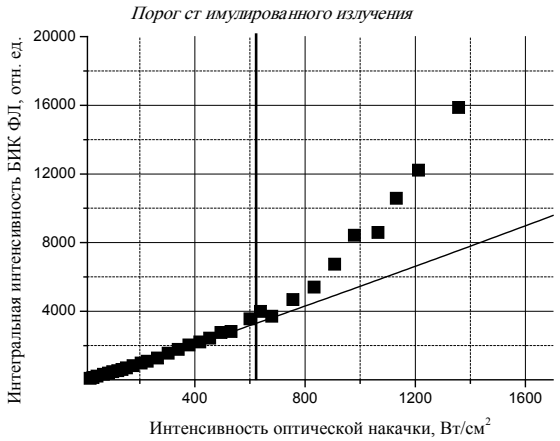


Рис. 1. Зависимость интегральной интенсивности излучения в БИК-диапазоне, связанного с межзонными переходами, от интенсивности оптической накачки

На рис. 2 представлена зависимость интегральной интенсивности ТГц-излучения от мощности оптической накачки. Наблюдается явная корреляция с данными, полученными для интегрального излучения, связанного с межзонными переходами. Зависимость интегрального сигнала ТГц-фотолюминесценции от интенсивности накачки испытывает перегиб при интенсивности накачки, соответствующей началу генерации стимулированного излучения в БИК-диапазоне. Отметим, что в допороговом режиме интенсивность терагерцовой люминесценции меняется по корневому закону, что в схожих условиях наблюдалось ранее в работе [2]. Связь зависимостей ТГц-фотолюминесценции и фотолюминесценции в БИК-диапазоне от интенсивности накачки подтверждает предложенный механизм увеличения интенсивности ТГц-люминесценции.

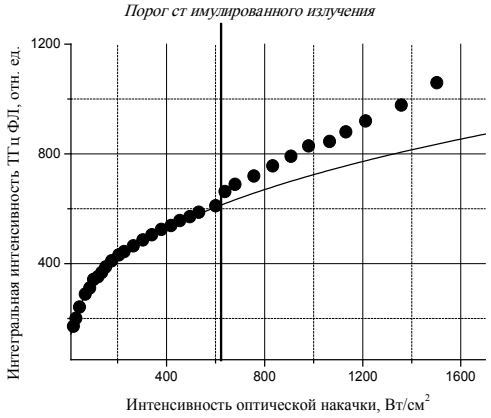


Рис. 2. Зависимость интегральной интенсивности терагерцового излучения, связанного с примесными переходами, от интенсивности оптической накачки

Выводы

В условиях оптической межзонной накачки в структуре с эпитаксиальным слоем GaAs, легированным донорами, получено стимулированное излучение, связанное с переходами электронов из основного состояния донорной примеси в валентную зону. Кроме того, в исследуемом образце наблюдается терагерцовое излучение, связанное с излучательными примесными переходами. При интенсивностях накачки, превышающих порог стимулированного межзонного излучения, скорость роста интегральной интенсивности терагерцового излучения с увеличением уровня оптического возбуждения существенно возрастает. Наблюдаемый эффект связан с ускоренным опустошением основного примесного уровня стимулированным межзонным излучением.

Финансирование

Работа выполнена при поддержке гранта РНФ № 23-12-00036, https://rscf.ru/project/23-12-00036.

Литература

1. Н. Ю. Харин, В. Ю. Паневин, А. Д. Петрук, М. Я. Винниченко, И. А. Норватов, В. В. Федоров, Д. А. Фирсов // Научно-технические ведомости Санкт-Петербургского государственного политехнического университета. Физико-математические науки. 2023. 16(3), 29–38.

2. A. O. Zakhar'in, A. V. Andrianov, A. Y. Egorov, N. N. Zinov'ev // Applied Physics Letters. 2010. 96(21). 211118.

Перестраиваемое спин-орбитальное взаимодействие Рашбы как управляющий параметр спиновой динамики в двойной квантовой точке в условиях электрического дипольного резонанса

Д. В. Хомицкий*, Н. А. Запруднов

Нижегородский государственный университет им. Н. И. Лобачевского, пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950
*khomitsky@phys.unn.ru

В работе рассмотрено влияние соотношения вкладов Рашбы и Дрессельхауза в спин-орбитальном взаимодействии на траекторию спина на сфере Блоха, индуцируемую периодическим электрическим полем в двойной квантовой точке в полупроводнике GaAs, при условии электрического дипольного спинового резонанса. Показано, что изменение амплитуды параметра Рашбы, которое может быть осуществлено полем затвора, приводит к изменению плоскости вращения спина в широких пределах. Обнаруженный эффект может использоваться как дополнительный управляющий параметр спиновой динамики, в том числе в приложениях при создании спиновых кубитов.

Введение

Структуры с квантовыми точками на основе полупроводников $A^{III}B^{V}$ привлекают к себе внимание различными возможностями совместного управления зарядовыми и спиновыми степенями свободы. Благодаря наличию в них сильного спин-орбитального взаимодействия управление спином возможно с помощью переменного электрического поля в условиях электрического дипольного спинового резонанса [1], когда частота поля ω совпадает с зеемановским расщеплением Δ_Z. Особый интерес приобретают структуры с двойной квантовой точкой (КТ), где наблюдаются эффекты интерференции Ландау – Зенера – Штюкельберга – Майораны при туннелировании и перевороте спина [2, 3]. В наших предыдущих работах было показано, что при наличии даже слабого туннелирования во вторую КТ спиновая динамика в первой квантовой точке КТ ускоряется [3], а управление вращением спина на сфере Блоха возможно не только на основной гармонике при $\omega = \Delta_Z$, но и на субгармониках спинового резонанса при $k\omega = \Delta_Z$, где $k = 2, 3, \ldots$ (в системе с $\hbar = 1$) [4]. Эволюция на субгармониках протекает на меньших частотах $\omega_k = \Delta_Z/k$, что может способствовать ее реализации в сильных магнитных полях, когда базовая гармоника $k = 1$ плохо достижима по частоте.

Поскольку амплитуду вклада Рашбы можно изменять с помощью затворов, соотношение этих вкладов является еще одним управляющим параметром спиновой динамики. В нашей работе [4] мы рассматривали в основном вклад Дрессельхауза в спин-орбитальное взаимодействие. В данном докладе мы рассматриваем различное сочетание вкладов Рашбы и Дрессельхауза. Нашей целью является выбор таких режимов, для которых при спиновом резонансе и его субгармониках реализуется по возможности самый широкий класс операций со спиновыми вращениями. Рассматриваются повороты спина в различных плоскостях, переход между которыми может осуществляться путем изменения соотношения вкладов Рашбы и Дрессельхауза. Предсказываемые возможности такого управляющего параметра открывают еще один путь в управлении спиновой эволюцией в полупроводниковых квантовых точках, что может быть полезно для задач хранения и обработки информации на устройствах спинтроники.

Результаты

Мы рассматриваем структуру с двойной квантовой точкой, созданной полями затворов в двумерном электронном или дырочном газе на основе GaAs, как это было выполнено в экспериментах [2]. Для такой системы процесс туннелирования между соседними точками протекает эффективно одномерным образом, а потенциальная энергия имеет профиль, показанный на рис. 1. В присутствии магнитного поля и спин-орбитального взаимодействия процессы туннелирования неразрывно сопряжены с эволюцией спина, что дает возможности управления спиновой динамикой при взаимодействии с координатной степенью свободы. Система при этом выходит за рамки двухуровневого приближения, поскольку в динамике участвует минимум по паре спин-расщепленных уровней в каждой из двух квантовых точек. Типичный гамильтониан системы имеет вид [3, 4]

$$H = H_{2QD} + H_Z + H_{SO} + V(x, t). \qquad (1)$$

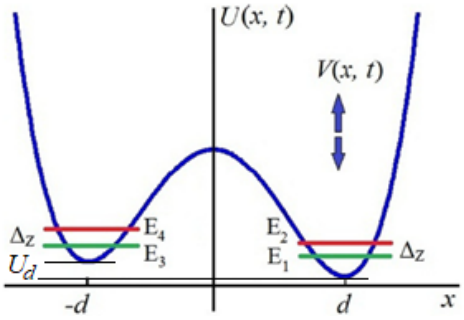


Рис. 1. Схема нижних четырех уровней $E_1 \ldots E_4$ в двойной квантовой точке с потенциалом H_{2QD} (кривая линия) для гамильтониана (1)

Здесь H_{2QD} есть гамильтониан эффективно одномерной двойной квантовой точки с расстоянием между минимумами потенциала $2d$, H_Z есть зеемановское слагаемое, генерирующее расщепление уровней Δ_Z, H_{SO} есть вклад от СОВ, который учитывается нами в линейном по квазиимпульсу k_x приближении:

$$H_{SO} = (\alpha_R \sigma_y + \beta_D \sigma_x) k_x, \qquad (2)$$

где α_R и β_D есть амплитуды вкладов Рашбы и Дрессельхауза в спин-орбитальное взаимодействие, а $\sigma_{x,y}$ есть матрицы Паули. Слагаемое $V(x,t)$ в (1) описывает

потенциал квазистационарного электрического поля, который может включать как статический потенциал смещения U_d дна одной из квантовых точек (detuning), так и периодический потенциал электрического поля $V_d = f(x)\sin(\omega t)$ с амплитудой V_d и частотой ω. Схема нижних четырех уровней $E_1 \ldots E_4$ вместе с потенциалом двойной квантовой точки для гамильтониана (1) показана на рис. 1. Наличие спин-орбитального взаимодействия в гамильтониане (1) обусловливает связь уровней с различной проекцией спина в электрическом поле и обеспечивает протекание спинового резонанса при $k\omega = \Delta_Z$.

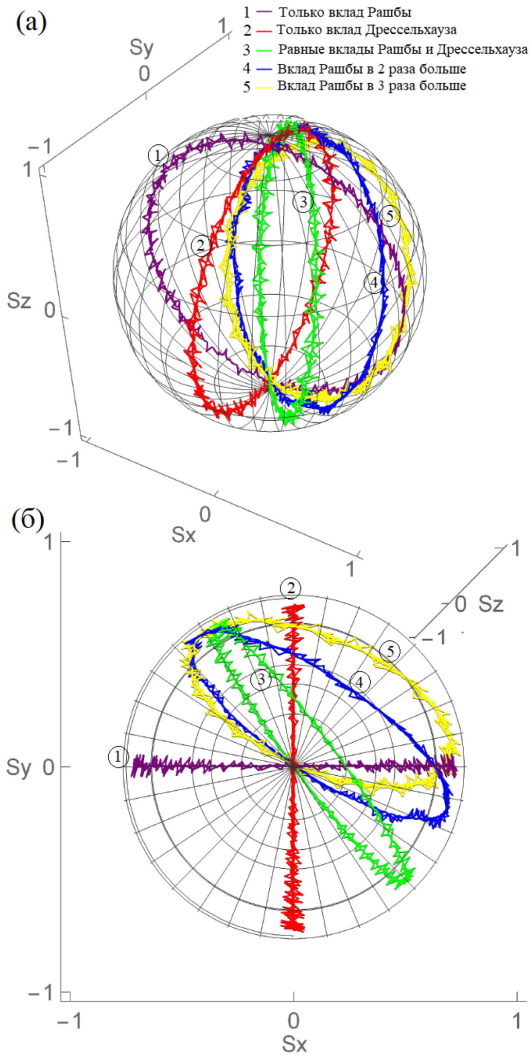


Рис. 2. Динамика вектора спина на сфере Блоха [3, 4] в правой квантовой точке при различных соотношениях между параметрами Рашбы и Дрессельхауза α_R и β_D в (2) на резонансе $\omega = \Delta_Z$. Изменение отношения вкладов α_R и β_D приводит к повороту плоскости вращения спина, что видно на боковой (*а*) и вертикальной (*б*) проекциях сферы Блоха

На рис. 2 показаны результаты для стробоскопической динамики (изображаемой через целое число периодов электрического поля $T = 2\pi/\omega$) для вектора спина на сфере Блоха [3, 4] в правой квантовой точке, рассчитанные при различных соотношениях между параметрами Рашбы и Дрессельхауза α_R и β_D в (2). Рассматривается основная гармоника спинового резонанса $\omega = \Delta_Z$. Другие параметры гамильтониана (1) на рис. 2 следующие: $\Delta_Z = \omega = 10{,}34$ мкэВ, туннельное расщепление уровней в левой и правой квантовых точках на рис. 1 $\gamma = 2{,}2$ мкэВ, спин-орбитальный матричный элемент для уровней в одной точке $\beta = 0{,}1$ мкэВ, величина сдвига (detuning) $U_d = -25$ мкэВ, амплитуда периодического поля $V_d = 75$ мкэВ. Результаты на рис.2 говорят о том, что изменение отношения вкладов α_R и β_D, которое можно реализовать полем затвора, приводит к повороту плоскости вращения спина в интервале до $\pi/2$, что видно для кривых *1* и *2* на боковой (*а*) и вертикальной (*б*) проекциях сферы Блоха, где различное отношение α_R и β_D отвечает кривым (*1–5*) эволюции спина. Подобный поворот плоскости вращения спина вместе с переворотом спина от южного к северному полюсу являются операциями, требуемыми для реализации концепции спинового кубита.

Выводы

Перестраиваемое спин-орбитальное взаимодействие в полупроводниковых квантовых точках способно через изменение вклада Рашбы влиять в широких пределах на положение плоскости спиновых вращений при электрическом дипольном спиновом резонансе. Повороты плоскости вращения спина могут быть полезны для реализации концепции спинового кубита. Авторы выражают благодарность С. А. Студеникину за полезные обсуждения.

Финансирование

Работа поддержана Министерством науки и высшего образования РФ в рамках государственного задания № FSWR-2023-0035.

Литература

1. E. I. Rashba and Al. L. Efros // Phys. Rev. Lett. 2003. V. 91. P. 126405.

2. A. Bogan, S. Studenikin, M. Korkusinski, et al. // Phys. Rev. Lett. 2018. V. 120. P. 207701.

3. D. V. Khomitsky and S. A. Studenikin // Phys. Rev. B. 2022. V. 106. P. 195414.

4. D. V. Khomitsky, M. V. Bastrakova, V. O. Munyaev, N. A. Zaprudnov, and S. A. Studenikin // Phys. Rev. B. 2023. V. 108. P. 205404.

Непланарные наноструктуры на основе нитридных соединений, полученные методом МПЭ

В. О. Гридчин, Р. Р. Резник, Г. Э. Цырлин*

[1]Академический университет им. Ж. И. Алферова, ул. Хлопина, 8/3, Санкт-Петербург, 194021
[2]Санкт-Петербургский государственный университет, Университетская наб., 13 Б, Санкт-Петербург, 198504
*cirlin@beam.ioffe.ru

В докладе представлены результаты по росту методом молекулярно-пучковой эпитаксии и свойствам полупроводниковых наноструктр в системе (In,Ga)N, излучающих в широком диапазоне составов от 370 до 1000 нм, на подложках кремния.

В настоящее время бинарные и тройные соединения на основе (In,Ga)N представляют интерес для создания светоизлучающих устройств в спектральном диапазоне от ближнего УФ до ближнего ИК, солнечных элементов и устройств генерации водорода. Особое внимание к данной группе материалов обусловлено тем, что они обладают прямозонной электронной структурой с шириной запрещенной зоны, варьируемой от 0,7 (InN) до 3,4 (GaN) эВ при комнатной температуре.

Известно, что синтез слоев с низким количеством структурных дефектов и дислокаций на основе (In,Ga)N на кремниевых подложках затруднен в связи с существенным различием параметров кристаллических решеток и температурных коэффициентов расширения между (In,Ga)N и кремнием.

Одним из способов преодоления указанных недостатков является синтез непланарных наногетероструктур, таких как нитевидные нанокристаллы (ННК) GaN/InGaN, наноразмерные гетероструктуры с развитой морфологией и др. Благодаря развитой морфологии, упругие напряжения, возникающие в эпитаксиально растущем материале, эффективно релаксируют на свободных гранях поверхностей, что позволяет выращивать бездефектные нанокристаллы в сильно рассогласованных системах, например, GaN на кремнии.

В докладе приводятся результаты исследований особенностей формирования и физических свойств непланарных наногетероструктур (In,Ga)N как на подложках монокристаллического кремния, так и на модифицированных подложках на основе кремния. В частности, будут выявлены особенности формирования наногетероструктур InGaN с развитой морфологией и показано, что развитая трехмерная морфология образца формируется вследствие перекидки кристаллографических фаз (вюрцит/сфалерит) внутри структуры. Кроме того, было исследовано влияние ростовой температуры на структурные и оптические свойства ННК InGaN со спонтанно-сформированной структурой «ядро – оболочка». Определены оптимальные ростовые параметры формирования ННК InGaN красного спектрального диапазона. Показано, что ННК спонтанно формируются в структуре «ядро – оболочка» с содержанием In внутри ядра 40–45% и внутри оболочки до 4%. Обнаружено, что повышение ростовой температуры при прочих соответствующих параметрах роста приводит к разрушению структуры «ядро – оболочка» и уменьшению In внутри ННК от 35 до 10%.

Финансирование

Работа выполнена при поддержке гранта РНФ № 23-79-00012.

Влияние свободных электронов на экситоны в гетероструктурах с монослоями дихалькогенидов переходных металлов

А. В. Черненко*, А. С. Бричкин, Г. М. Голышков

Институт физики твердого тела им. Ю. А. Осипьяна РАН, ул. Акад. Осипьяна, 2, Черноголовка, Московская обл., 142432
*chernen@issp.ac.ru

Изменения фотолюминесценции гетероструктур, содержащих одиночные и двойные слои дихалькогенидов переходных металлов, выявили чувствительность спектров ФЛ к плотности свободных носителей в монослоях. Наблюдаемые перестройки интенсивности линий экситонов и трионов в структурах, содержащих одиночные и двойные монослои, связываются с изменением плотности электронов, которая может меняться в диапазоне от 10^{11} см$^{-2}$ до 4×10^{12} см$^{-2}$.

Гетероструктуры, содержащие монослои дихалькогенидов переходных металлов (ДПМ), привлекают значительное внимание благодаря своим уникальным свойствам, что делает их перспективными объектами для применения в оптоэлектронных устройствах, а также для фундаментальных исследований [1]. Из-за малой эффективной диэлектрической проницаемости и большой эффективной массы энергия связи экситона в монослоях ДПМ достигает нескольких сотен мэВ, что позволяет наблюдать экситонные эффекты вплоть до комнатной температуры. Таким образом, экситоны определяют оптические свойства ДПМ-структур. Но оказалось, что присутствие свободных носителей заряда в монослоях также существенно влияет на оптические свойства ДМП-структур, изменяет энергию связи экситонов и влияет на спектры фотолюминесценции (ФЛ).

Вертикальное электрическое поле, перпендикулярное монослоям ДПМ, воздействует на основные и возбужденные состояния экситонов, модифицируя их спектры фотолюминесценции (ФЛ). Кроме того, электрическое поле меняет плотность заряда в монослоях и в барьерах, что также существенно влияет на спектры. Структуры с монослоями ДПМ и с контактами для приложения вертикального поля позволяют изучать влияние свободных носителей на их оптические свойства.

В работе исследовалась зависимость спектров ФЛ-структур с одиночными слоями ДПМ типа Gr(графен)-hBN-MoSe2-hBN-Gr(графит) и с двойными слоями Gr-hBN-MoSe2-WSe2-hBN-Gr от плотности носителей в монослоях, регулируемой вертикальным электрическим полем.

Методика эксперимента

Исследуемые структуры получались методом механической эксфолиации и последовательной сборкой слоев на подложке. Монослои WSe_2 и $MoSe_2$ помещались между слоями гексагонального нитрида бора (hBN), которые, в свою очередь, помещены между нижним слоем графита и верхним слоем графена, выполняющих роль обкладок плоского конденсатора, к которым приложена разность потенциалов Vg. Электрические контакты Au (30 нм)/Cr(3 нм) к слоям графита(графена) изготовлены методом термического напыления.

Для измерения ФЛ образцы возбуждались одномодовым лазером с λ = 532 нм. Лазерное излучение фокусировалось в пятно диаметром 2–6 мкм. Образцы помещались в криостат при температуре от 2 до 295 К.

Результаты

Линии ФЛ нейтрального (X) и заряженного экситона (триона) (T) хорошо разрешаются в спектре ФЛ как в однослойных структурах hBN-$MoSe_2$-hBN (рис. 1), так и в двойных структурах hBN -WSe_2-$MoSe_2$-hBN. Оказалось, что поведение линий ФЛ-экситонов зависит от присутствия в спектре ФЛ линии триона, появление которого в спектре связано с присутствием в монослоях свободных носителей заряда.

В структурах hBN-$MoSe_2$-hBN в присутствии в спектре линии триона линии ФЛ-экситона и триона демонстрируют штарковский сдвиг порядка 2 мэВ в поле 250 кВ/см. Оказалось, что в отсутствие линии ФЛ-триона штарковский сдвиг существенно увеличивается (см. рис. 1). Изменение плотности электронов в монослое при приложении вертикального поля можно отследить по изменению энергетического расстояния между линиями ФЛ-экситонов и трионов, которое меняется пропорционально ферми-энергии электронов в монослое, которое, в свою очередь, зависит от величины вертикального поля, а также температуры. Оценки показывают, что концентрация электронов в монослое меняется в диапазоне от 1×10^{11} см$^{-2}$ до 4×10^{12} см$^{-2}$ при изменении величины вертикального поля от –6 до 6 В (от –250 до 250 кВ/см^2).

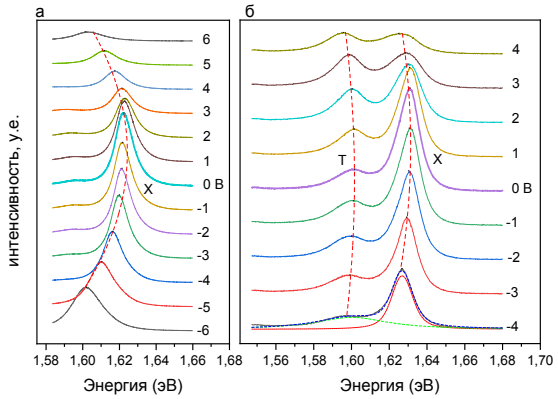


Рис. 1. Спектры ФЛ-структуры Gr-hBN-$MoSe_2$-hBN-Gr при различных значениях вертикального поля в двух разных точках образца: *а* – с одиночной линией экситона (X), *б* – с двумя линиями, экситона (X) и триона (T) при разных значениях Vg, при T = 13 К и плотности мощности W = = 15,6 кВт/см^2

В структурах с двойными квантовыми ямами hBN-WSe_2-$MoSe_2$-hBN при определенном пороговом напряжении на обкладках конденсатора V_{gc} происхо-

дит резкое переигрывание интенсивности экситона и триона при изменении V_g в узком диапазоне 0,3 В. Линия ФЛ-триона пропадает из спектра при повышении температуры, хотя приложение внешнего поля может привести к повторному возникновению линии ФЛ-триона. Тем не менее при температуре выше 110 К линия ФЛ-триона больше не наблюдается в спектре при максимальной напряженности внешнего поля E = 250 кВ/см, а у нейтрального экситона появляется штарковский сдвиг от приложенного вертикального поля, который сохраняется при дальнейшем повышении температуры вплоть до комнатной. Такое поведение связано с изменением условий экранирования внешнего поля свободными электронами. В рассматриваемых структурах происходит пространственное разделение электронов и дырок так, что электроны локализуются в слое $MoSe_2$, тогда как дырки локализуются в слое WSe_2.

Линия ФЛ-триона связана с наличием свободных электронов в монослое $MoSe_2$. Приложение внешнего поля меняет плотность свободных зарядов, что видно по изменению ФЛ-трионов. Исчезновение линии трионов из спектра свидетельствует об уменьшении плотности электронов, что связано с выдавливанием электронов из монослоя в барьеры, поскольку интенсивность линии ФЛ межслойных экситонов мало меняется с полем. В этом случае наблюдается только экситонная ФЛ, вызванная фотогенерацией электронно-дырочных пар.

Выводы

Таким образом оказывается, что плотность свободных носителей в монослоях определяет как отношения интегральных интенсивностей линий ФЛ-экситонов и трионов, так и энергетический интервал между линиями экситонов и трионов. Зависимость величины расщепления между линиями ФЛ-экситонов и трионов позволяет определить плотность электронов в монослое, которая лежит в диапазоне от 0 до 4×10^{12} см$^{-2}$.

Наличие свободных носителей заряда приводит к ослаблению штарковского сдвига, что естественно связать с экранированием внешнего поля свободными носителями заряда.

Финансирование

Работа выполнена в рамках темы государственного задания ИФТТ РАН.

Литература

1. А. С. Бричкин, Г. М. Голышков, А. В. Черненко // ЖЭТФ. 2023. Т. 163. С. 852.

Исследование электронной зонной структуры гексагональных и ромбоэдрических политипов твердых растворов

А. А. Чижова*, А. А. Конаков**

Нижегородский государственный университет им. Н. И. Лобачевского, пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603022
*chizhova@phys.unn.ru, **konakov_anton@mail.ru

Расчеты электронной структуры гексагональных политипов твердого раствора SiGe, выполненные методом эмпирического псевдопотенциала, показали, что «гексагонализация» кристалла (увеличение количества слоев кристалла лонсдейлита 2H в сравнении с кубической фазой 3C) приводит к выпрямлению его электронной структуры. Исследованы зависимости ширины прямой и непрямой энергетических щелей в различных политипах SiGe от степени гексагонализации кристалла.

Введение

Ранее нами показано [1], что ромбоэдрический кремний фазы 9R имеет значительно лучшие излучательные свойства в сравнении с кубическим кремнием 3C. Тем не менее он не является прямозонным полупроводником. Что касается оптических свойств германия, то на основе двух методов (теории функционала плотности в базисе присоединенных плоских волн и метода эмпирического псевдопотенциала) показано [2], что различные ромбоэдрические фазы германия (9R, 15R, 21R) являются прямозонными полупроводниками с шириной запрещенной зоны в диапазоне 0,4–0,55 эВ.

В работе выполнен расчет электронной зонной структуры твердого раствора $Si_{0,8}Ge_{0,2}$ со структурой различных политипов. Исследованы зависимости ширины прямой и непрямой энергетических щелей и матричные элементы излучательных переходов от степени гексагонализации кристалла.

Результаты

Как известно, различные политипы обладают своим порядком укладки сходных слоев атомов. Нами была рассчитана электронная зонная структура различных политипов твердого раствора кремния-германия, начиная от политипа 3C, обладающего нулевой долей гексагональности, и заканчивая политипом 2H со 100% долей гексагональности.

Расчеты проводились с помощью метода эмпирического потенциала (МЭП), так как методы теории функционала плотности требуют достаточно больших вычислительных ресурсов. Именно поэтому для анализа роли гексагонализации кристаллической структуры материала в формировании его электронной зонной структуры мы решили воспользоваться МЭП [3].

Как видно из рис. 1, разница между прямой и непрямой щелями оказывается меньше в случае большей степени гексагональности материала.

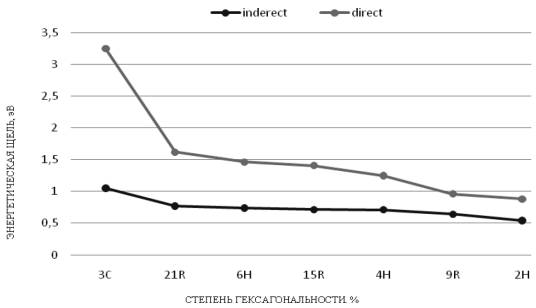


Рис. 1. Ширина запрещенной зоны и прямой энергетической щели в зависимости от политипа. Политипы расположены в порядке увеличения гексагональности

Выводы

Можно сказать, что гексагонализация в некотором роде приводит к «выпрямлению» зонной структуры материала, но не позволяет полностью решить проблему непрямозонности. Для возможного решения данной проблемы следует брать большее содержание германия в рассмотренном твердом растворе. Однако для этого нужно вводить спин-орбитальное взаимодействие, которое уже является существенным для Ge.

Финансирование

Работа выполнена при поддержке гранта РНФ № 22-79-00281.

Литература

1. A. A. Nikolskaya et al. Light-emitting 9R-Si phase formed by Kr+ ion implantation into SiO_2/Si substrate // Appl. Phys. Lett. 2018. V. 113. 182103.

2. А. А. Чижова, А. А. Конаков. Теоретический анализ электронной зонной структуры в ромбоэдрических фазах германия // Нанофизика и наноэлектроника: Труды XXVII международного симпозиума (Нижний Новгород, 13–16 марта 2023 г.). Нижний Новгород : ИПФ РАН, 2023. Т. 2. С. 630.

3. M. L. Cohen, T. K. Bergstresser // Phys. Rev. 1966. V. 141. P. 789.

Микроволновая фотопроводимость в магнитном поле в структурах на основе $Hg_{1-x}Cd_xTe$

С. Н. Чмырь[1], А. С. Казаков[2], А. В. Галеева[1], Д. Е. Долженко[1], А. И. Артамкин[1], А. В. Иконников[1], С. А. Дворецкий[3], Н. Н. Михайлов[3], М. И. Банников[4], Д. Р. Хохлов[1,4,*]

[1]Московский государственный университет им. М. В. Ломоносова, физический факультет, Ленинские горы, 1, стр. 2, Москва, 119991
[2]Институт физики твердого тела им. Ю. А. Осипьяна РАН, Черноголовка, 142432
[3]Институт физики полупроводников им. А. В. Ржанова СО РАН, пр. Акад. Лаврентьева, 13, Новосибирск, 630090
[4]Физический институт им. П. Н. Лебедева РАН, Ленинский пр., 53, Москва, 119991
*khokhlov@mig.phys.msu.ru

В работе изучена фотопроводимость в структурах на основе $Hg_{1-x}Cd_xTe$ в условиях воздействия СВЧ-излучения с частотой 47 ГГц. Показано, что с ростом температуры фотоотклик быстро уменьшается и перестает регистрироваться при температурах выше ~13 К. Обнаружено, что в образцах с инверсным энергетическим спектром наблюдается асимметричная зависимость амплитуды СВЧ-отклика от магнитного поля.

Энергетический спектр твердых растворов $Hg_{1-x}Cd_xTe$ инвертирован и соответствует топологическому состоянию при $x < 0{,}16$. При $x > 0{,}16$ реализуется прямая структура зон, что приводит к формированию тривиальной фазы. Современные методы эпитаксиального роста позволяют синтезировать пленки $Hg_{1-x}Cd_xTe$ с низкой концентрацией свободных носителей в объеме $\sim 10^{14}$ см$^{-3}$. Это обстоятельство открывает возможность измерения фотопроводимости при такой относительно низкой равновесной концентрации носителей.

В эпитаксиальных структурах на основе топологической фазы $Hg_{1-x}Cd_xTe$ ранее в нашей научной группе были обнаружены нелокальный отклик и асимметрия фотопроводимости в магнитном поле в условиях воздействия терагерцового излучения с частотой 0,6–3,4 ТГц [1, 2]. При этом обсуждалось влияние на фотоотклик различных процессов, включающих генерацию носителей при соответствии энергии падающего кванта и энергии межзонного перехода. В настоящей работе фотовозбуждение осуществлялось микроволновым излучением с энергией кванта ~0,2 мэВ, что позволяет практически исключить генерацию неравновесных носителей.

Исследованные образцы $Hg_{1-x}Cd_xTe$ составов $x = 0{,}126$; 0,176 были синтезированы методом молекулярно-лучевой эпитаксии на полуизолирующей подложке GaAs с ориентацией [013]. Толщина рабочего слоя составляла ~ 4 мкм. Мостики Холла с характерными размерами 1×5 мм для исследования фотоэлектрических свойств изготавливались с помощью метода фотолитографии. Изучение транспорта в температурном диапазоне 4,2–200 К показало, что все образцы обладали электронной проводимостью, концентрация свободных электронов при температуре $T = 4{,}2$ К составляла $\sim 10^{15}$ см$^{-3}$, подвижность $\sim 10^6$ см^2/В·с. Исследование фотопроводимости проведено с использованием двойной модуляционной методики в условиях воздействия излучения диода Ганна с частотой ~47 ГГц в магнитных полях до 3 Тл при температурах 4,2–200 К.

Результаты

На рис. 1 представлены температурные зависимости сопротивления образцов состава $x = 0{,}126$; 0,176. Для образца с $x = 0{,}176$ с прямым спектром характерно наличие активационного участка в диапазоне температур 190–60 К ($E_a = 5$ эВ) и протяженного плато при низких температурах $T < 25$ К. Такое качественное различие температурных зависимостей проводимости $Hg_{1-x}Cd_xTe$ с прямым и инверсным спектром наблюдалось нами ранее при исследовании аналогичных структур [3].

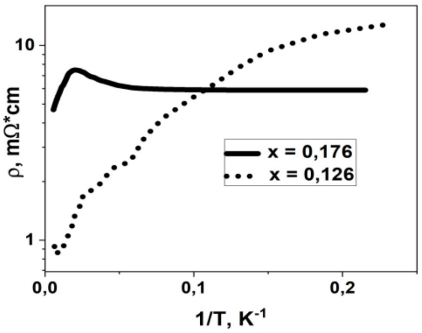


Рис. 1. Температурные зависимости удельного сопротивления образцов с $x = 0{,}126$; 0,176

Положительная фотопроводимость зарегистрирована в исследованных образцах при температурах 4,2–13 К (рис. 2). При этом наблюдается практически экспоненциальный рост амплитуды фотопроводимости при понижении температуры. Следует отметить, что величина амплитуды фотопроводимости в образце с прямым спектром оказывается на порядок меньше, чем в образце с инверсным спектром.

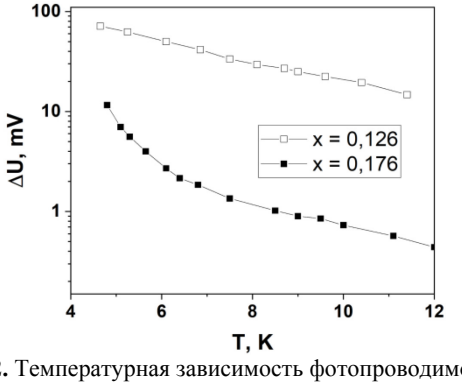


Рис. 2. Температурная зависимость фотопроводимости в исследованных образцах

Исследование фотопроводимости в магнитном поле показало, что в образце с $x = 0{,}126$ полевая зависимость отклика оказывается асимметричной. На рис. 3 представлены зависимости фотопроводимости от магнитного поля для двух различных пар потенциальных контактов, расположенных на противоположных сторонах мостика Холла.

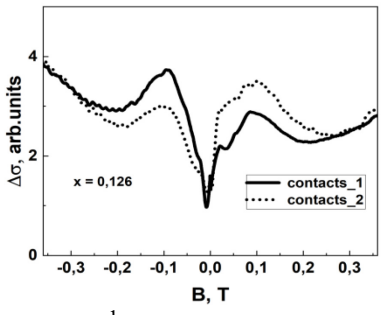


Рис. 3. Зависимость фотопроводимости, измеренной с использованием потенциальных контактов на противоположных сторонах мостика Холла, от магнитного поля. $T = 4{,}2$ К

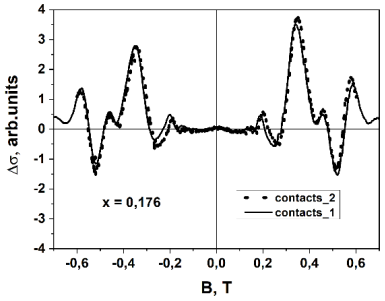


Рис. 4. Зависимость фотопроводимости от магнитного поля в образце с $x = 0{,}176$. $T = 4{,}2$ К

Фотоотклик не изменяется при одновременном изменении направления магнитного поля на противоположное и замене пары потенциальных контактов на зеркально расположенную. Описанные особенности магнитополевой зависимости фотопроводимости ранее наблюдались в аналогичных структурах на основе топологической фазы $Hg_{1-x}Cd_xTe$ в терагерцовом диапазоне [1, 2].

На рис. 4 приведена магнитополевая зависимость фотопроводимости для образца с $x = 0{,}176$ с прямым спектром. Из рисунка видно, что фотоотклик в магнитном поле демонстрирует осциллирующее поведение со сменой знака. Наблюдаемые особенности фотопроводимости в магнитном поле требуют дальнейшего изучения. Можно отметить, что фотопроводимость является симметричной по направлению магнитного поля и не зависит от положения потенциальных контактов на мостике.

Выводы

Таким образом, в структурах на основе $Hg_{1-x}Cd_xTe$ ($x = 0{,}126$; 0,176) обнаружена фотопроводимость, индуцированная СВЧ-излучением с частотой 47 ГГц. Важно, что в образцах с инверсным спектром асимметрия фотопроводимости в магнитном поле, наблюдавшаяся ранее в терагерцовом спектральном диапазоне (энергия кванта 2,5–13 мэВ), регистрируется при уменьшении энергии возбуждающего кванта до 0,2 мэВ, т. е. в условиях, практически исключающих фотогенерацию.

Финансирование

С. Н. Чмырь благодарит Фонд развития теоретической физики и математики «БАЗИС» за поддержку.

Литература

1. A. V. Galeeva et al. // Sci. Rep. 11 1587 (2021).
2. A.V.Galeeva et al. // Sci. Rep. 10 2377 (2020).
3. А. В. Галеева и др. // Письма в ЖЭТФ. (2017). 106(3). 156.

Анизотропия осцилляций Шубникова – де Гааза в двумерном электронном газе гетероструктур AlGaN/AlN/GaN

Н. К. Чумаков[1,*], И. В. Белов[1], А. А. Андреев[1], А. Б. Давыдов[2], И. С. Езубченко[1], Е. М. Колобкова[1], Л. Л. Лев[3], Л. А. Моргун[2], С. Н. Николаев[1], И. А. Черных[1], С. Ю. Шабанов[1], В.Г. Валеев[1]

[1] НИЦ «Курчатовский институт», пл. Акад. Курчатова, 1, Москва, 123182
[2] Физический институт им. П. Н. Лебедева РАН, Москва, 119991
[3] Московский физико-технический институт, Долгопрудный, Московская обл., 141701
*chumakov_nk@nrcki.ru

Показано, что магнетосопротивление двумерного электронного газа (2DEG) гетероструктур AlGaN/AlN/GaN в области осцилляций Шубникова – де Гааза зависит от направления протекания тока относительно кристаллографических осей GaN. Обнаруженная анизотропия обусловлена нецентросимметричностью 2DEG: хотя объемный GaN обладает симметрией C_{6v}^4, 2DEG в структуре GaN/AlN/AlGaN имеет симметрию C_{3v}, что подтверждает и численный эксперимент. В работе также исследовано влияние нецентросимметричности 2DEG на проявление квантовых интерференционных эффектов в этой системе.

Введение

Актуальной задачей нитридной электроники является описание динамических токовых состояний в 2DEG транзисторов с высокой подвижностью электронов (HEMT) на основе гетероструктур AlGaN/AlN/GaN. Ее решение осложняется тем, что некоторые основные физические свойства этой системы исследованы недостаточно глубоко. В частности, величина и тип тензора эффективных масс 2DEG в гетероструктуре AlGaN/AlN/GaN до сих пор служат предметом обсуждения. Господствующим является предположение, что 2DEG локализован достаточно глубоко в толще GaN и «видит» его объемную (C^4_{6v}) симметрию, см., например, работу [1] и библиографию в ней. Этот вывод, однако, противоречит результатам [2], где 2DEG гетероструктур AlN/GaN со сверхтонким барьерным слоем исследован методом фотоэлектронной спектроскопии с угловым разрешением (ARPES) в мягком рентгеновском диапазоне. В [2] получены первые прямые изображения основных характеристик электронного строения системы в обратном пространстве – поверхности Ферми (ПФ), электронного спектра и заполнения зон – и показано, что форма ПФ электронов 2DEG характеризуется гексагональным искажением с коэффициентом анизотропии порядка 11%, которое транслируется в 22%-ную анизотропию эффективной массы его электронов и, в частности, приводит к анизотропии насыщения скорости дрейфа носителей тока в нелинейных транспортных свойствах гетероструктур GaN/AlN/AlGaN в сильных электрических полях.

В настоящей работе в РЦ ЭФМ НИЦ Курчатовский институт исследованы кинетические свойства двумерного электронного газа (2DEG) нитридных HEMT в области наблюдения осцилляций Шубникова – де Гааза – в магнитных полях B до 14 Тл при температурах от 3 К, а также в области квантовых поправок к проводимости при $B < 1$ Тл, $T > 10$ мК. Исследуемые гетероструктуры синтезированы методом молекулярно-лучевой эпитаксии, измерительные модули в виде классического холловского креста и в геометрии ван дер Пау, а также образцы в форме круга, кольца и дуги с множеством контактов, расположенных под разными углами относительно кристаллической решетки GaN, были сформированы посредством лазерной фотолитографии.

Представленные здесь результаты численных экспериментов по анализу электронной структуры исследуемого 2DEG позволяют дать полученным данным качественную интерпретацию.

Результаты

Магнитотранспортные измерения в геометрии ван дер Пау показали, что как холловское сопротивление R_{xy} (B), так и величина магнетосопротивления 2DEG R_{xx} (B), усредненная методом ван дер Пау, демонстрируют осцилляции Шубникова – де-Гааза.

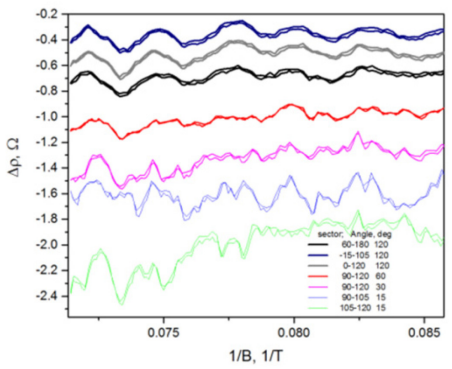


Рис. 1. Магнитополевые зависимости ΔR_{xx} – магнетосопротивления 2DEG за вычетом ее основного хода при разных направлениях тока относительно кристаллографических осей секторов окружности

Величина рассчитанной по их периоду плотности электронов 2DEG согласуется с вычисленной по данным о величине постоянной Холла. Однако R_{xx}, измеряемое на образцах в стандартной геометрии холловского креста, существенным образом зависит от направления протекания тока и имеет вид суперпозиции (четырех) осциллирующих вкладов, амплитуды и фазы которых также зависят от направления протекания тока. На рис. 1 приведены зависимости осциллирующей части удельного сопротивления для секторов окружности, отличающихся угловым размером и поразному ориентированных относительно кристаллографических осей GaN. Среднее удельное сопротив-

ление $R_{xx}(1/B)$ нескольких дуг, охватывающих 120° и ориентированных по-разному, демонстрирует сходную зависимость от B, совпадающую также с результатом измерений методом ван дер Пау.

Анализ электронной структуры 2DEG AlGaN/AlN/GaN HEMT методом функционала плотности с учетом спина электронов в пакете программ VASP [3], v. 5.4.4, позволяет дать этим результатам качественную интерпретацию. Расчеты выполнены при $B = 0$ с использованием PAW-обобщения ультрамягкого псевдопотенциала Вандербильта (US-PP) и метода линеаризованных присоединенных плоских волн (LAPW) в параметризации Ceperley-Alder для *xc*-потенциала, см. [4]. Самосогласованные вычисления проведены с энергией отсечки плоских волн 400 эВ. Исходная структура сверхъячейки из 106 атомов (7 слоев AlN и 19 слоев GaN, пассивированных NH) и вакуумной щели получена путем релаксации ионных степеней свободы системы, форма и объем сверхъячейки были такими же, как в объемном GaN, *z*-координаты атомов фиксировались. Релаксация прекращалась при условии, что абсолютные значения всех сил Хеллмана – Фейнмана на каждом атоме меньше, чем EDIFFG = 3×10^{-2} эВ/Å. Энергия системы найдена из вариационного принципа, записанного в терминах плотности электронов при условии, что изменение свободной энергии Гельмгольца между двумя шагами итерации было меньше, чем EDIFF = = 10^{-6} эВ.

На рис. 2 дан результат DFT-расчета ПФ нижней из двух частично заполненных подзон размерного квантования 2DEG с плотностью электронов $2{,}5\times10^{13}$ см$^{-2}$, наложенный на данные ARPES [2]. Видно, что эта подзона размерного квантования двукратно расщеплена по псевдоспину, обе псевдоспиновые подзоны гексагонально искажены, фермиевские импульсы в них как функции азимутального угла θ меняются в противофазе, что отвечает спектру модельного гамильтониана [5] и было бы невозможно в случае простой непараболичности электронного спектра, рассмотренной в работе [2].

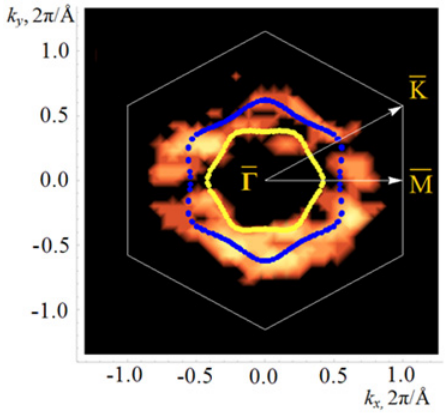


Рис. 2. Результат DFT-расчета поверхности Ферми двумерного электронного газа с электронной плотностью $2{,}5\times10^{13}$ см$^{-2}$, совмещенный с данными ARPES работы [2]

Весьма существенно, что в описанных выше численных экспериментах VASP получил «на вход» только химический состав системы и ее исходную структуру в реальном пространстве.

Исследование образцов при температурах от 3 К до 10 мК в магнитном поле от –1 до 1 Тл, ортогональном плоскости 2DEG, проведены в криостате растворения BlueFors LD-250 в ЦКП ФИАН РАН. Указанные диапазоны параметров позволили наблюдать эффекты слабой локализации и слабой антилокализации в магнетопроводимости. Полученные зависимости проанализированы на предмет наличия анизотропии свойств в плоскости 2DEG.

Выводы

В работе предложена методика измерений и анализа данных, которая позволяет добиться эффективного усреднения отдельных групп вкладов в магнитосопротивление и тем самым упростить теоретический анализ полученных данных.

Мы полагаем, что наблюдаемые нами особенности R_{xx} (B) в области осцилляций Шубникова – де Гааза обусловлены суперпозицией вкладов двух подзон размерного квантования электронного спектра 2DEG. Каждая из них двукратно расщеплена спин-орбитальным взаимодействием, вид которого обусловлен понижением симметрии системы с симметрии несимморфной группы $C_{6v}{}^4$ в объеме GaN со структурой вюрцита до тригональной симметрии C_{3v}. Оно продиктовано наличием конфайнмента 2DEG у интерфейса AlN/GaN. Этот вывод основан на модели гексагонального искажения электронного спектра 2DEG [5], сформулированной нами ранее для описания результатов ARPES-экспериментов [2].

Обнаруженная здесь анизотропия магнетосопротивления объясняется нецентросимметричностью исследуемого 2DEG, которая также проявляется и в особенностях квантовых интерференционных эффектов в системе.

Финансирование

Работа выполнена при поддержке гранта РНФ № 23-29-00536.

Литература

1. J. Fu, P. H. Penteado, D. R. Candido, et al. // Phys. Rev. B. 101. 134416 (2020).

2. L. L. Lev, I. O. Maiboroda, M. A. Husanu, et al. // Nat. Commun. 9(1). 2653–2661 (2018).

3. G. Kresse and J. Hafner // Phys. Rev. B. 47. 558 (1993); G. Kresse and J. Furthmüller // Comput. Mater. Sci. 6, 15 (1996); G. Kresse and J. Furthmüller // Phys. Rev. B. 54, 11169 (1996).

4. D. M. Ceperley, B. J. Alder // Phys. Rev. Letts. 45. 566 (1980); P. E. Blochl // Phys. Rev. B. 50. 17953 (1994); D. Hobbs, G. Kresse and J. Hafner // Phys. Rev. B. 62. 11556 (2000).

5. N. K. Chumakov, I. S. Ezubchenko, I. A. Chernykh, et al. // EASTMAG–2022, Book of abstracts. Kazan, Russia. 2022. V. 2. P. 305–307.

Квантовые ямы Ga(Sb,P)/GaP: атомная структура, энергетический спектр, спиновая динамика носителей заряда

Т. С. Шамирзаев[1,*], D. Kudlacik[2], Д. Р. Яковлев[2,3], А. К. Гутаковский[1], M. Bayer[2]

[1]Институт физики полупроводников им. А. В. Ржанова СО РАН, пр. Акад. Лаврентьева, 13, Новосибирск, 630090, Россия
[2]Experimental Physics 2, TU Dortmund University, Dortmund, Germany, 44221
[3]ФТИ им. А. Ф. Иоффе, ул. Политехническая, 26, С.-Петербург, 194021, Россия
*tim@isp.nsc.ru

Изучена атомная структура, энергетический спектр, а также влияние магнитного поля на рекомбинацию и спиновую динамику носителей заряда в тонких квантовых ямах (КЯ) GaSb, сформированных в матрице GaP методом молекулярно лучевой эпитаксии. Обнаружено, что немонотонная сегрегация сурьмы в GaP приводит к формированию двух КЯ Ga(Sb,P)/GaP при осаждении единственного монослоя атомов Sb. При нерезонансном возбуждении фотолюминесценции поляризация спина носителей заряда в продольном магнитном поле происходит в слое GaP, с последующим захватом спин-поляризованных электронов и дырок в КЯ. Сильно локализованные на флуктуациях состава твердого раствора GaSbP носители заряда сохраняют поляризацию спина в миллисекундном диапазоне времен.

Введение

Одним из интересных явлений в узких квантовых ямах (КЯ) является долгоживущая спиновая поляризация локализованных носителей заряда и экситонов, которая может достигать миллисекунд из-за подавления эффектов спин-орбитального взаимодействия. Недавно мы показали, что тонкие непрямозонные квантовые ямы на основе сурьмы (III-Sb) с длительным временем жизни экситонов, значительно превышающим времена спиновой релаксации носителей заряда, могут быть сформированы в матрице AlAs [1]. Однако недостатком таких структур являются связанные с Al дефекты, приводящие к снижению эффективности люминесценции. GaP, как матричный материал для квантовых ям соединений III-V, привлекает внимание в связи с возможностью бездефектного роста низкоразмерных структур. Использование широкозонной матрицы GaP позволяет избежать негативного влияния Al-опосредованных дефектов и воспользоваться преимуществами развитой безалюминиевой технологии. Гетероструктуры на основе гетеропары GaSb и GaP имеют непрямую запрещенную зону и представляют большой интерес для изучения долгоживущей спиновой динамики локализованных носителей заряда и экситонов, которая не ограничена временем их жизни. Однако рост гетероструктур GaSb/GaP весьма сложен из-за большого несоответствия постоянных решетки (11,8%) между GaSb и GaP.

В данной работе мы исследуем атомную структуру, энергетический спектр, а также влияние магнитного поля на рекомбинацию и спиновую динамику носителей заряда в ультратонких непрямозонных квантовых ямах на основе GaSb, сформированных в матрице GaP.

Результаты

Тонкие квантовые ямы Ga(Sb, P)/GaP были выращены методом молекулярно-лучевой эпитаксии на полуизолирующих (001)-ориентированных подложках GaP. Структуры содержат слой GaSb номинальной толщины в диапазоне от 0,7 до 1,3 монослоев (МС), внедренный между слоями GaP толщиной 30 нм, выращенными поверх буферного слоя GaP толщиной 130 нм. Температура роста структур 420 °C.

Атомную структуру образцов анализировали методом просвечивающей электронной микроскопии. Распределение химических элементов (химическое картирование) выполнено с помощью энергодисперсионной рентгеновской спектроскопии (EDAX) с пространственным разрешением 1 нм. Распределение атомов Sb неожиданно оказалось неоднородно в плоскости КЯ и немонотонно в направлении роста. То есть при осаждении GaSb толщиной в один монослой с последующим заращиванием GaP немонотонная сегрегация Sb приводит к формированию двух квантовых ям, состоящих из твердого раствора GaSbP, одна из которых находится в глубине объема GaP, а другая возникает в приповерхностной области структуры.

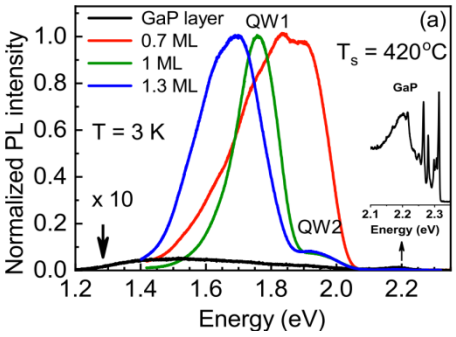


Рис. 1. Спектры ФЛ-структур, с толщиной GaSb, ML слева направо: 0,7, 1,0 и 1,3. Для сравнения показан спектр эпитаксиального слоя GaP (черный). Краевая ФЛ GaP показана на вставке

Спектры ФЛ-структур с различной номинальной толщиной GaSb, возбуждаемой лазером с энергией фотонов 3,07 эВ и измеренные при температуре 3 К, представлены на рис. 1. В спектрах видны две полосы QW1 и QW2, связанные с рекомбинацией экситонов в КЯ, находящихся в объеме GaP (глубокая КЯ) и у поверхности (приповерхностная КЯ) соответственно. Зависимости положения максимума полос от мощности возбуждения позволяют сделать вывод о том, что обе КЯ имеют энергетический спектр первого рода [2]. При повышении температуры измерения от 3 до 200 К интенсивность ФЛ уменьшается в 10 раз, главным образом, за счет термической активации выброса носителей заряда из КЯ в матрицу, в то время как для структур GaSb/AlAs ФЛ полностью исчезала уже

при 50 К [1]. То есть концентрация дефектов – центров безызлучательной рекомбинации при использовании матрицы GaP вместо AlAs, как и ожидалось, заметно уменьшается.

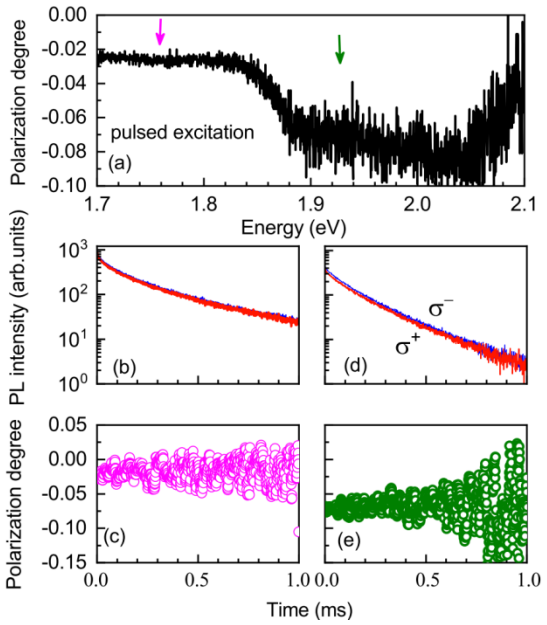


Рис. 2. (a) Спектр степени циркулярной поляризации. Динамика σ+ и σ− поляризованных компонент ФЛ и степени циркулярной поляризации соответственно в полосе ФЛ «глубокой» КЯ (*b* и *c*) и приповерхностной КЯ (*d* и *e*). Стрелками отмечены энергии 1,76 эВ и 1,94 эВ, при которых измерялась динамика. B = 10 Тл в геометрии Фарадея

Измерение динамики ФЛ после импульса возбуждения показывает, что время жизни экситонов в обоих КЯ превышает 0,5 мс, тогда как в слое GaP время жизни экситонов не превышает несколько сотен наносекунд. Включение продольного магнитного поля напряженностью 10 Тл приводит к появлению циркулярной поляризации ФЛ. Однако, несмотря на большое время жизни экситонов в КЯ и большую величину g фактора носителей заряда, степень поляризации ФЛ, наведенная магнитным полем, как это видно на рис. 2, *a*, невелика. Она равна всего 2% в «глубокой» КЯ и 8% в «приповерхностной» КЯ. В то же время степень поляризации экситонов, рекомбинирующих в слое GaP в том же магнитном поле, равна 55%. Измерение динамики поляризации ФЛ в обеих КЯ в продольном магнитном поле 10 Тл показывает, что степень поляризации нарастает до своего максимального значения быстрее, чем за 30 нс (временное разрешение системы измерения) и затем не изменяется в течение всего времени измерения (вплоть до 1 мс). Это поведение кардинально отличается от динамики поляризации в структурах III-Sb/AlAs, где время нарастания степени поляризации после импульса возбуждения достигало микросекунд [4].

Мы предлагаем следующее объяснение необычной спиновой динамики в структурах с КЯ Ga(Sb, P)/GaP: электроны и дырки сначала поляризуются магнитным полем в слое GaP, а затем эти спин-поляризованные носители захватываются в КЯ. Вероятность спиновой поляризации носителей заряда в слое GaP выше в приповерхностной области структуры, возможно, из-за более быстрой спиновой релаксации в приповерхностном электрическом поле. Спин-поляризованные носители заряда, захваченные в КЯ, сильно локализованы в пространственных флуктуациях состава Ga(Sb, P) и полностью сохраняют свою поляризацию в течение, как минимум, миллисекунды.

Выводы

Немонотонная сегрегация сурьмы в фосфиде галлия приводит, при осаждении одного монослоя атомов сурьмы, к образованию двух непрямозонных КЯ первого рода, одна из которых расположена в приповерхностной области. Помещение гетероструктуры Ga(Sb,P)/GaP в продольное магнитное поле приводит к быстрой спиновой поляризации носителей заряда в объемном слое GaP. В то время как спин-поляризованные носители заряда, захваченные из матрицы GaP в КЯ, сохраняют свою поляризацию в течение миллисекунд, что указывает на очень большие времена спиновой релаксации, предсказанные теоретически для сильно локализованных электронных состояний [3].

Финансирование

Работа выполнена при поддержке гранта РНФ № 22-12-00022.

Литература

1. T. S. Shamirzaev, D. R. Yakovlev, A. K. Bakarov, N. E. Kopteva, D. Kudlacik, A. K. Gutakovskii, M. Bayer // Phys. Rev. B. 2020. V. 102. 165423.

2. D. S. Abramkin, A. K. Gutakovskii, T. S. Shamirzaev // J. Appl. Phys. 2018. V. 123. 115701.

3. A. V. Khaetskii, Y. V. Nazarov // Phys. Rev. B. 2001. V. 64. 125316.

4. T. S. Shamirzaev, D. R. Yakovlev, N. E. Kopteva, D. Kudlacik, M. M. Glazov, A. G. Krechetov, A. K. Gutakovskii, M. Bayer // Phys. Rev. B. 2022. V. 106. 075407.

Спиновая динамика электронов в немагнитных непрямозонных квантовых точках

Т. С. Шамирзаев[1,*], Д. С. Смирнов[2], А. В. Шумилин[2], Д. Р. Яковлев[2,3], M. Bayer[3]

[1]Институт физики полупроводников им. А. В. Ржанова СО РАН, пр. Акад. Лаврентьева, 13, Новосибирск, 630090
[2]Физико-технический институт им. А. Ф. Иоффе, ул. Политехническая, 26, Санкт-Петербург, 194021
[3]Experimental Physics 2, TU Dortmund University, Dortmund, Germany, 44221
*tim@isp.nsc.ru

Представлен обзор механизмов спиновой поляризации электронной подсистемы в непрямозонных немагнитных квантовых точках (КТ). Продемонстрированы: 1) эффект спиновой блокады в слабом (порядка 10 мТл) продольном магнитном поле при квазирезонансном возбуждении, препятствующий поглощению циркулярно-поляризованного фотона в непрямозонной КТ, уже занятой оптически неактивным спин-поляризованным экситоном; 2) Динамическая спиновая поляризация электронов в КТ через сверхтонкое взаимодействие в слабом (порядка 10 мТл) магнитном поле при не резонансном, не поляризованном оптическом возбуждении, которое напрямую не поляризует ни ядра, ни электроны.

В немагнитных полупроводниковых структурах в отсутствие внешних сил количество носителей заряда и экситонов с противоположными проекциями спина на выделенное направление одинаково, т. е. в системе отсутствует спиновая поляризация. Спиновую поляризацию электронов и дырок в таких системах можно осуществить несколькими способами. Основными подходами к поляризации спинов являются: оптическая спиновая ориентация [1] и тепловая спиновая поляризация в магнитном поле [2]. Первый подход основан на передаче углового момента от циркулярно-поляризованных фотонов электронам и дыркам посредством спин-орбитального взаимодействия. Второй подход требует понижения температуры решетки, чтобы тепловая энергия стала меньше зеемановского расщепления спиновых состояний носителей заряда. Недавно нами был предложен новый подход к поляризации спиновой подсистемы носителей заряда в КТ: динамическая спиновая поляризация электронов [3]. В отличие от оптической ориентации спинов предложенный механизм не требует циркулярной поляризации оптического возбуждения. В отличие от тепловой спиновой поляризации мы рассматриваем слабые магнитные поля, для которых электронное зеемановское расщепление значительно меньше тепловой энергии.

В данной работе обсуждаются особенности спиновой поляризации электронной подсистемы в эпитаксиальных КТ, формирующихся в соединениях III–V. В таких системах выделенное направление для квантования спина задается условиями роста КТ, а эффективность спиновой поляризации определяется их энергетическим спектром. В незаряженных КТ экситоны состоят из тяжелой дырки с угловым моментом $J = 3/2$ и электрона со спином $S = 1/2$. В соответствии с правилами сложения угловых моментов из этих состояний электрона и дырки формируются четыре вырожденных экситонных состояния. Изотропное обменное взаимодействие электрона и дырки расщепляет эти вырожденные состояния на: два вырожденных, оптически активных состояния $|\pm1>$ с проекциями углового момента ±1 на ось роста КТ и два вырожденных оптически неактивных состояния $|\pm2>$ с проекциями ± 2 [2]. Энергия расщепления равна δ_0. Нарушение осевой симметрии в реальных КТ снимает вырождение оптически активных экситонных состояний и смешивает их посредством анизотропного обменного взаимодействия, так что возникает пара состояний: $|X> = (|1> + |-1>)/\sqrt{2}$ и $|X> = (|1> - |-1>)/\sqrt{2}\,i$. Сила смешивания характеризуется расщеплением состояний |X> и |Y>, равным δ_1.

В прямозонных КТ из-за большого анизотропного обменного взаимодействия ($\delta_1 \geq$ сотен мкэВ) при оптической ориентации возбуждается суперпозиция состояний |X> и |Y>, а спиновая когерентность теряется на временах порядка $\hbar/\delta_1$ (единицы пикосекунд).

В непрямозонных КТ величина δ_1 становится пренебрежимо малой ($\delta_1 \leq 0{,}2$ мкэВ [4]), поэтому основными состояниями экситона остаются чисто спиновые состояния $|\pm1>$. Эта особенность энергетического спектра позволяет использовать оптическую ориентацию для создания долгоживущей спиновой поляризации в таких КТ.

Рассмотрим сначала оптическую ориентацию и спиновую динамику экситонов в непрямозонных КТ (In, Al)As/AlAs в слабых продольных магнитных полях.

Поляризация возбуждающего излучения модулировалась электрооптическим полуволновым модулятором перед четвертьволновой пластинкой (период модуляции $2t_{ex}$). Измерение проводилось с задержкой t_d после изменения знака поляризации возбуждения (с σ + на σ – и наоборот) во временном окне t_w. Были измерены интенсивности ко- (I+/+) и кросс- (I+/–) поляризованных компонент ФЛ для t_{ex} = 100 мкс и t_w = 2 мкс. Результаты этих измерений в магнитном поле 40 мТл в зависимости от t_d показаны на рис. 1. Интенсивность кроссполяризованной компоненты ФЛ не зависит от времени задержки, а ко-поляризованная сильно возрастает при изменении знака поляризации возбуждения (примерно на порядок величины, см. рис. 1), а затем затухает с увеличением t_d. Таким образом, степень поляризации ФЛ следует за интенсивностью ко-поляризованной.

Наблюдаемый эффект связан с блокадой КТ оптически неактивными экситонами. Возбуждение σ+ поляризованными фотонами создает оптически активные экситоны, однако из-за релаксации электронного спина часть экситонов не успевает прорекомбинировать и превращается в оптически неактивные. Такие экситоны имеют большое время жизни, определяемое скоростью переворота спина дырки γ_h. Они накапливаются и занимают значительную долю КТ в

ансамбле. КТ с оптически неактивным экситоном не может поглотить σ^+ поляризованный фотон, что и приводит к уменьшению интенсивности ФЛ. При переключении поляризации возбуждения с σ^+ на σ^- у КТ появляется возможность поглотить второй фотон и образовать биэкситон. Этот процесс после быстрой рекомбинации биэкситона возвращает заблокированные на предыдущем полупериоде возбуждения КТ в оптически активное состояние, поэтому интенсивность ФЛ восстанавливается [5].

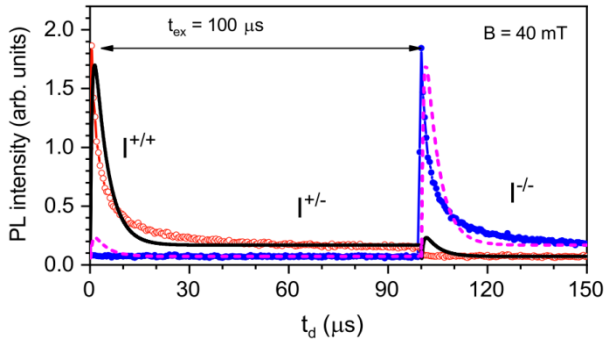


Рис. 1. Интенсивности компонентов ФЛ, обозначенных на рисунке, в зависимости от времени задержки t_d в поле 40 мТл, измеренные при t_{ex} = 100 мкс, t_w = 2 мкс. T = 1,7 К

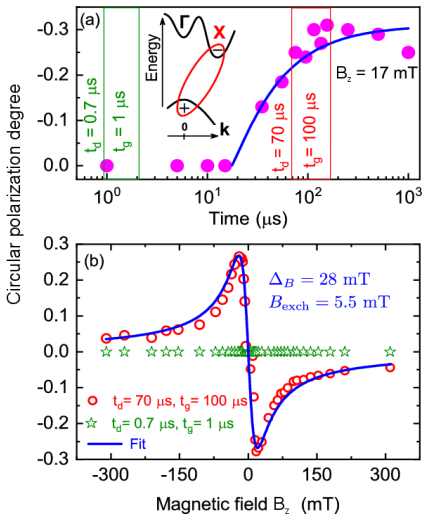


Рис. 2. Динамика степени круговой поляризации ФЛ (*a*), измеренная при B = 17 мТл и T = 2 К, время интегрирования 5 мкс. Вертикальные линии показывают окна интегрирования по времени для панели (*b*). На вставке показана зонная диаграмма КТ (In, Al)As/AlAs. Зависимости степени поляризации ФЛ от магнитного поля (*b*), измеренные при: 0,7 мкс (звезды) и 70 мкс (кружки) с окнами интегрирования 1 мкс и 100 мкс соответственно

Рассмотрим теперь динамическую спиновую поляризацию электронов в непрямозонных КТ (In, Al)As/AlAs. Фотолюминесценция возбуждалась нерезонансно неполяризованным импульсным лазером. Динамика степени циркулярной поляризации ФЛ в продольном магнитном поле B_z = 17 мТл для ансамбля непрямозонных КТ показана на рис. 2, *a*. Видно, что поляризация появляется с задержкой в 15 мкс после окончания импульса возбуждения (т. е. после рекомбинации светлых экситонов) и насыщается на уровне 30% через 100 мкс. Зависимость степени поляризации ФЛ от магнитного поля, проинтегрированная для двух временных окон, показана на рис. 2, *b*. Степень поляризации увеличивается в слабых полях, достигает максимума в 30% при B_z порядка 17 мТл, а затем монотонно уменьшается, стремясь к нулю в сильных полях.

Экспериментальные результаты объясняются в рамках следующей модели [3]. В начальный момент времени все экситонные состояния заселяются одинаково. Однако оптически активные экситоны рекомбинируют за время жизни t_b, в то время как излучательная рекомбинация оптически неактивных экситонов запрещена по спину. Такие экситоны могут рекомбинировать путем смешивания с оптически активными (посредством сверхтонкого взаимодействия с полем флуктуаций ядерных спинов), их излучательная рекомбинация происходит только при переходах из неактивного состояния в оптически активное. Из-за этих правил отбора с течением времени преимущественно заселяются оптически неактивные экситонные состояния. В нулевом магнитном поле расщепления между состояниями с проекциями +1 и +2 или –1 и –2 равны. Однако в продольном магнитном поле расщепление между оптически неактивными и активными состояниями с положительными и отрицательными проекциями спина становятся разными, поэтому переходы из неактивного состояния в активное в разных парах происходят с разной скоростью. Этот процесс и приводит к появлению спиновой поляризации электронов в КТ.

Теоретические расчеты показывают, что степень спиновой поляризации электрона в составе экситона P_e описывается выражением [3]

$$P_e = \frac{-2B_z B_{exch}}{B_{exch}^2 + \Delta_B^2 / 2 + B_z^2},$$

где B_{exch} – пропорционально обменному взаимодействию электрона и дырки, а Δ_B – типичное поле Оверхаузера флуктуаций ядерных спинов в КТ. Видно, что при условии $B_z = \sqrt{\Delta_B^2 + B_{exch}^2}$ в продольных магнитных полях в несколько миллитесла для электронов, связанных в локализованных экситонах, возможна 100% спиновая поляризация.

Финансирование

Работа выполнена при поддержке гранта РНФ № 22-12-00022.

Литература

1. F. Meier, and B. P. Zakharchenja // Optical Orientation (North-Holland, Amsterdam, 1984).
2. E. L. Ivchenko // Phys. Sol. State. 2018. V. 60. P. 1514–1526.
3. D. S. Smirnov, T. S. Shamirzaev, D. R. Yakovlev, M. Bayer // Phys. Rev. Lett. 2020. V. 125. P. 156801.
4. J. Rautert, T. S. Shamirzaev, S. V. Nekrasov, D. R. Yakovlev, P. Klenovský, Yu. G. Kusrayev, M. Bayer // Phys. Rev. B. 2019. V. 99. P. 195411.
5. T. S. Shamirzaev, A. V. Shumilin, D. S. Smirnov, D. Kudlacik, S. V. Nekrasov, Yu. G. Kusrayev, D. R. Yakovlev, M. Bayer // Nanomaterials. 2023. V. 13. P. 729.

Динамика плазмона на графене с периодической модуляцией плотности носителей во времени

А. В. Широкова*, А. В. Маслов, М. И. Бакунов

Нижегородский государственный университет им. Н. И. Лобачевского, пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603022
*shirokova@rf.unn.ru

Теоретически исследована трансформация плазмона на поверхности графена с периодической модуляцией плотности носителей во времени. Показано, что стадии увеличения и уменьшения плотности носителей должны описываться различными материальными уравнениями, адекватными физическим механизмам генерации и удаления носителей. Рассмотрены случаи быстрого и медленного (по сравнению с периодом плазмона) изменения плотности носителей. Опровергнут предсказанный в недавних работах эффект параметрического усиления плазмонов.

Введение

В связи с разработкой устройств активной фотоники и плазмоники большой интерес вызывает трансформация поверхностных плазмонов на нестационарном графене. Особое внимание привлекает случай периодической модуляции во времени плотности свободных носителей в графене. В работах [1, 2] предсказана возможность параметрического усиления плазмона при определенных параметрах модуляции. При этом, однако, не учитывается, что стадии увеличения и уменьшения плотности носителей необходимо описывать материальными уравнениями разного вида [3], а используется одно уравнение для плотности тока носителей в графене $j(x, t)$ вида

$$\frac{\partial j}{\partial t} = \gamma(N)j \quad W_D(t)E_x(x,t), \qquad (1)$$

где γ – частота соударений, $W_D(t)$ – зависящий от плотности носителей $N(t)$ вес Друде, $E_x(x, t)$ – компонента электрического поля вдоль плоскости графена. В действительности уравнение (1) адекватно только стадии инжекции носителей и не может быть использовано для стадии их удаления, поскольку не учитывает исчезновения тока удаленных носителей. Для адекватного описания стадии уменьшения плотности носителей уравнение (1) следует дополнить членом $-(\mu_r/2)j$, где μ_r – темп удаления носителей:

$$\frac{\partial j}{\partial t} = \gamma(N)j \quad W_D(t)E_x(x,t) \quad \frac{\mu_r(t)}{2}j. \qquad (2)$$

При скачкообразных изменениях плотности носителей вместо (1) и (2) удобно применять вытекающие из этих уравнений условия на скачке:

$$j(t_1^+) = j(t_1^-) \qquad (3)$$

для случая увеличения плотности и

$$j(t_2^+)/j(t_2^-) = \sqrt{N(t_2^+)/N(t_2^-)}, \qquad (4)$$

для случая уменьшения ($t_{1,2}$ – моменты инжекции и удаления носителей). В случае периодических изменений плотности носителей следует применять поочередно уравнения (1), (2) или условия (3), (4).

В данной работе исследована трансформация плазмона на графене с периодической модуляцией плотности носителей на основе уравнений (1), (2) в случае синусоидальной модуляции и на основе условий (3), (4) в случае ступенчатой модуляции. Для обоих случаев опровергнут предсказанный в работах [1, 2] эффект параметрического усиления плазмонов.

Результаты

В случае ступенчатых изменений плотности носителей исходный плазмон с частотой ω_1 и амплитудой E_0 преобразуется на первой временной границе ($t = 0$) в два плазмона: прошедший – с частотой ω_2 и амплитудой E_f, распространяющийся в том же, что и исходный плазмон, направлении, и отраженный – с частотой $-\omega_2$ и амплитудой E_b, распространяющийся в противоположном направлении. Через полупериод модуляции ($t = T/2$), когда плотность возвращается к исходному значению, оба плазмона испытывают трансформацию на второй временной границе, образуя два плазмона с частотами $\pm\omega_1$, распространяющиеся во встречных направлениях. Эти плазмоны являются начальными для следующего периода модуляции.

Вначале решалась задача на собственные значения и собственные моды для матрицы пересчета амплитуд E_f, E_b на периоде модуляции. Модули собственных значений $\lambda_{1,2}$ постоянны в одних интервалах отношения средней частоты плазмона $\bar{\omega} = (\omega_1 + \omega_2)/2$ к частоте модуляции $\omega_m = 2\pi/T$ и не постоянны в других (рис. 1, *а*). Везде $|\lambda_{1,2}|$ не превышают единицу, т. е. параметрическое усиление плазмона невозможно. В интервалах, где $|\lambda_{1,2}| \neq \text{const}$, отношения компонент собственных векторов $|E_{b1}/E_{f1}| = |E_{f2}/E_{b2}| = 1$ (рис. 1, *б*), т. е. собственные моды – стоячие волны.

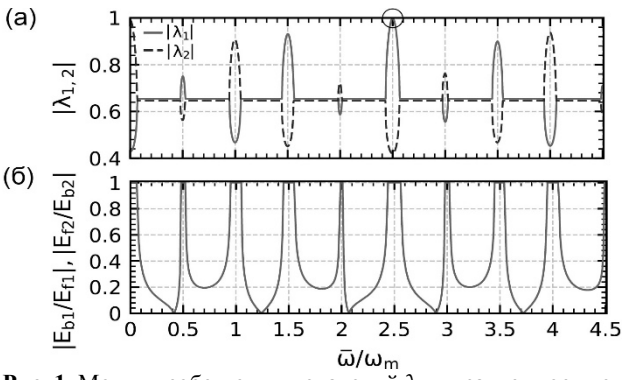


Рис. 1. Модули собственных значений $\lambda_{1,2}$ в зависимости от $\bar{\omega}/\omega_m$ для глубины модуляции веса Друде $\alpha = 0{,}4$ (*а*) и соответствующие зависимости $|E_{b1}/E_{f1}| = |E_{f2}/E_{b2}|$ (*б*)

Значение $|\lambda_1| = 1$ при $\bar{\omega}/\omega_m = 2{,}5$ (отмечено кружком на рис. 1, *а*) соответствует моде в виде стоячей волны постоянной амплитуды. При этом вторая

мода (с $|\lambda_2| = 0{,}43$) также является стоячей волной, но с уменьшающейся амплитудой. В этих модах поля прошедших плазмонов синфазны, а поля отраженных плазмонов находятся в противофазе. При трансформации исходного плазмона возбуждаются обе моды. По мере затухания моды с $|\lambda_2| = 0{,}43$ полное поле отраженного плазмона E_b возрастает, поле прошедшего плазмона E_f убывает, и формируется стоячая волна, соответствующая моде с $|\lambda_1| = 1$ (рис. 2, *а*). Хотя амплитуда стоячей волны равна амплитуде исходного плазмона E_0, в переходном процессе теряется половина энергии (рис. 3). Отсутствие потерь энергии после окончания переходного процесса связано с тем, что инжекция и удаление носителей происходят в моменты, когда электрическое поле максимально и осциллирующие носители имеют нулевую скорость.

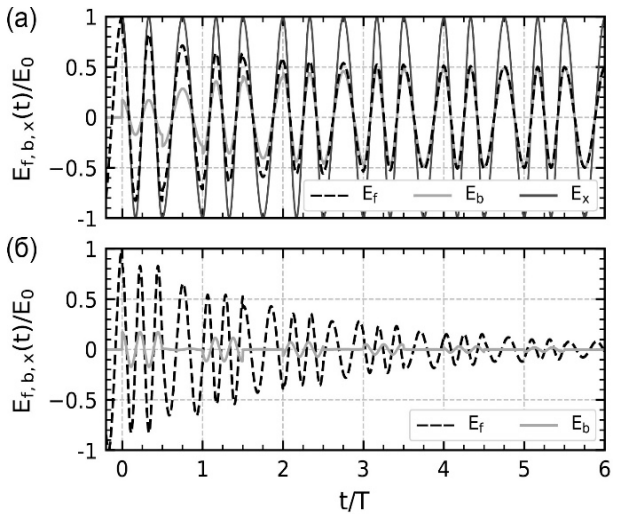


Рис. 2. Зависимость электрических полей прошедшего и отраженного плазмонов и их суммарного поля E_x от времени при $\alpha = 0{,}4$ и $\bar{\omega}/\omega_m = 2{,}5$ (*а*) и 3,72 (*б*)

В случае, когда собственные моды – стоячие волны с $|\lambda_{1,2}| < 1$ (например, при $\bar{\omega}/\omega_m = 3{,}5$), в результате переходного процесса формируется затухающая стоячая волна, соответствующая моде с большим модулем собственного числа. Затухание волны (рис. 3) связано с тем, что, в отличие от случая на рис. 2, *а*, скачки плотности носителей не синхронизированы по времени с максимумами поля. В этом случае при увеличении плотности носителей часть энергии уходит на возбуждение двухпотокового движения носителей [3], при уменьшении плотности носителей потери энергии равны кинетической энергии исчезнувших носителей.

На рис. 2, *б* показана динамика трансформации исходного плазмона при $\bar{\omega}/\omega_m = 3{,}72$, когда $|E_{b1}/E_{f1}| = |E_{f2}/E_{b2}| = 0$ на рис. 1, *б*. В этом случае $|\lambda_1| = |\lambda_2| = 0{,}66$ (рис. 2, *а*) и $\lambda_1 = \lambda_2^*$, а собственные моды являются распространяющимися. Исходный плазмон возбуждает только одну из мод, в которой отраженный плазмон существует только на первой половине периода модуляции. В этом режиме энергия теряется со временем еще быстрее (рис. 3).

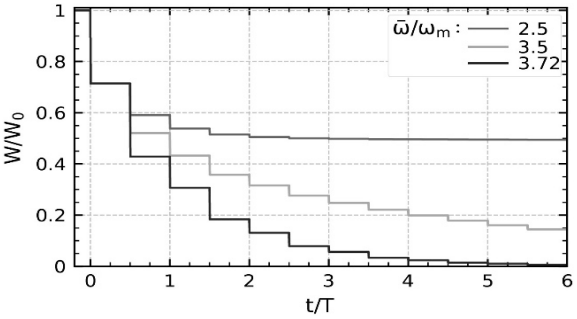


Рис. 3. Зависимость суммарной энергии прошедшего и отраженного плазмонов от времени при $\alpha = 0{,}4$ и различных значениях $\bar{\omega}/\omega_m$

В случае медленной синусоидальной модуляции плотности носителей отражения плазмона не происходит, и он эволюционирует во времени адиабатически. Изменение энергии плазмона может быть описано с помощью адиабатических инвариантов – комбинаций энергии плазмона W и его частоты ω, которые остаются постоянными при изменении плотности носителей. В случае увеличения плотности носителей адиабатический инвариант имеет вид $W\omega = \text{const}$, в случае уменьшения $W\omega^{-1} = \text{const}$. Применяя инварианты последовательно к участкам нарастания и убывания плотности носителей, находим, что энергия плазмона монотонно убывает. На участках увеличения плотности механизм потери энергии связан с возбуждением многопотокового движения носителей. На участках уменьшения плотности потери энергии равны кинетической энергии удаляемых носителей.

Выводы

Периодическая модуляция плотности носителей в графене за счет их инжекции и удаления не может приводить к параметрическому усилению плазмонов. Энергия плазмона всегда уменьшается, при этом темп уменьшения зависит от характера модуляции. При ступенчатом изменении плотности носителей возможно формирование стоячего плазмона постоянной амплитуды, при этом в переходном процессе теряется половина начальной энергии плазмона.

В реальной графеновой структуре с областью модуляции ограниченной длины плазмоны, распространяющиеся во встречных направлениях и формирующие стоячую волну, будут со временем покидать область модуляции. При этом возможна трансформация исходного плазмона в частотно-модулированный плазмон с управляемой амплитудой.

Финансирование

Работа поддержана Российским научным фондом, проект № 22-19-00371.

Литература

1. J. Wilson, F. Santosa, M. Min and T. Low // Phys. Rev. B. 2018. V. 98. P. 081411.

2. J. Wilson, F. Santosa, P. A. Martin // SIAM J. Appl. Math. 2019. V. 79. P. 1051–1074.

3. A. V. Shirokova, A. V. Maslov, M. I. Bakunov // Phys. Rev. B. 2023. V. 108. P. 245139.

Планарный *p-i-n*-светодиод с Ge(Si) нановстровками и фотонным кристаллом, встроенным в *i*-область светодиода

В. Б. Шмагин[1,*], А. В. Новиков[1,2], А. Н. Яблонский[1], М. В. Степихова[1], В. Е. Захаров[1,2], Д. В. Юрасов[1], А. Н. Михайлов[2], Д. И. Тетельбаум[2], Е. Е. Родякина[3,4], Е. Е. Морозова[1], Д. В. Шенгуров[1], С. А. Краев[1], П. А. Юнин[1], М. Е. Шалеев[1], А. И. Белов[2]

[1]Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, 7, д. Афонино, Кстовский р-н, Нижегородская обл., 603087
[2]Нижегородский государственный университет им. Н. И. Лобачевского, пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603022
[3]Институт физики полупроводников им. А. В. Ржанова СО РАН, пр. Акад. Лаврентьева, 13, Новосибирск, 630090
[4]Новосибирский государственный университет, ул. Пирогова, 2, Новосибирск, 603090
*shm@ipmras.ru

С помощью локальной ионной имплантации на структурах SOI с Ge(Si) самоформирующимися нановстровками получены латеральные *p-i-n*-светодиоды, в *i*-область которых встроены фотонные кристаллы. Путем взаимодействия Ge(Si) нановстровков с модами фотонного кристалла интенсивность электролюминесценции Ge(Si) нановстровков при комнатной температуре увеличена более, чем на порядок величины.

Введение

Одной из проблем, стоящих на пути развития кремниевой оптоэлектроники, является создание источника излучения на спектральный диапазон 1,3–1,55 мкм, совместимого с Si интегральной технологией. Для решения этой задачи рассматриваются различные светоизлучающие гетероструктуры IV группы, среди которых можно выделить структуры с Ge(Si) самоформирующимися нановстровками. Однако из-за непрямозонного характера строения зон в Si и Ge эффективность излучательной рекомбинации в структурах с Ge(Si) нановстровками невысока. Для ее повышения предлагается использовать различные резонаторы, включая двумерные фотонные кристаллы (ФК).

При оптической накачке взаимодействие Ge(Si)-нановстровков с модами ФК позволяет на порядки увеличить интенсивность сигнала люминесценции нановстровков [1]. Однако для практических применений необходимо реализовать электрическую накачку ФК, сформированных на структурах с Ge(Si)-нановстровками. При этом желательно, чтобы толщина структур была сопоставима с толщиной планарного кремниевого волновода (220–250 нм). Ранее для решения этой задачи было предложено использовать планарные *p-i-n*-диоды, в *i*-область которых встраивались ФК с микрорезонатором [2]. Но используемые в [2] высокие (≥1000 °C) температуры постимплантационного отжига привели к диффузионному размытию Ge(Si)-нановстровков, падению интенсивности электролюминесценции (ЭЛ) при комнатной температуре и спектральному сдвигу сигнала ЭЛ в область люминесценции Si. Кроме того, использование ФК с микрорезонатором ограничивало излучающий объем структуры, и следовательно мощность созданных светодиодов.

В данной работе сообщается о формировании на подложке SOI («кремний на изоляторе») планарных светоизлучающих *p-i-n*-диодов с Ge(Si)-островками, в *i*-область которых встроены «бездефектные» ФК, в которых, в отличие от ФК с микрорезонатором, излучает весь ФК. Для снижения температуры постимплантационного отжига использованы предварительная аморфизация и твердофазная рекристаллизация имплантированных областей.

Рост структур и формирование светодиодов

Планарные p^+-i-n^+-диоды с ФК, встроенными в *i*-область, были сформированы на структуре с Ge(Si)-нановстровками, выращенной методом МПЭ на подложке SOI при температуре 600 °C. Выращенная структура содержала буферный и покровный слои Si, между которыми была сформирована решетка из 5 слоев Ge(Si)-островков, разделенных слоями Si толщиной 15 нм. Суммарная толщина структуры над слоем окисла составляла 250 нм (рис. 1, *a*).

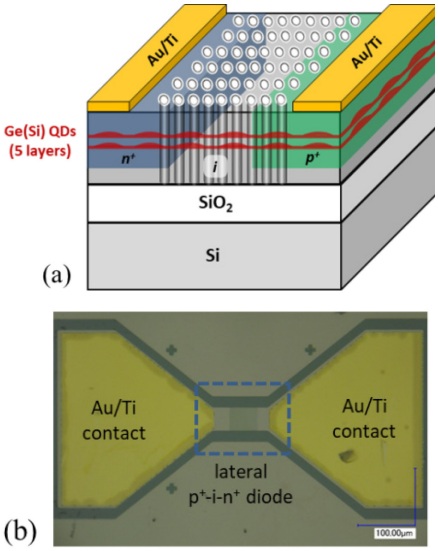


Рис. 1. Схематическое изображение (*a*) и микро-фотография (*b*) *p-i-n*-диода

Локальные n^+- и p^+-области для омических контактов к планарным диодам создавались имплантацией ионов фосфора и бора, соответственно, через маску из фоторезиста. При формировании n^+-областей энергия и доза ионов P^+ (15 кэВ / $4\cdot10^{14}$ см$^{-2}$ + 60 кэВ / $1{,}5\cdot10^{15}$ см$^{-2}$) выбирались таким образом, чтобы в результате имплантации был аморфизован приповерхностный слой структуры толщиной ~150 нм. При формировании p^+-областей перед имплантацией ионов B^+ (20 кэВ / $1{,}5\cdot10^{15}$ см$^{-2}$) осуществлялась предварительная имплантация ионов фтора F^+ (35 кэВ / $3\cdot10^{15}$ см$^{-2}$), обеспечивающая аморфизацию p^+-обла-

сти на такую же глубину. Кристаллический слой (~ 100 нм), оставшийся после имплантации на границе структуры и захороненного окисла, выступал в качестве затравочного при твердофазной рекристаллизации в процессе постимплантационного отжига. Отжиг (600 °C, 5 мин) выполнялся в атмосфере азота.

Металлические контакты формировались с использованием осаждения слоев Au/Ti и «взрывной» литографии. После формирования контактов с помощью электронной литографии и плазмохимического травления в *i*-областях диодов были сформированы ФК. Параметры ФК – период (*a*) и радиус отверстий (*r*) – выбирались таким образом, чтобы в спектральный диапазон люминесценции Ge(Si) нанооствровков попадали несколько мод ФК [1]. По периметру диодов на всю глубину структуры (до слоя SiO_2) протравливались меза-канавки, ограничивающие область протекания тока (рис. 1, *b*).

Результаты

Полученные структуры демонстрируют диодные вольт-амперные характеристики как до, так и после формирования ФК (рис. 2). Было обнаружено, что формирование ФК сопровождается существенным, до порядка величины, уменьшением прямого тока через диод при том же напряжении на нем. Это уменьшение тока связывается с уменьшением поперечного сечения *i*-области (вследствие формирования ФК) и формированием поверхностного заряда как на внешней поверхности диода, так и на сильно развитой поверхности самого ФК. Прикладывание положительного смещения к подложке (относительно p^+- и n^+-областей диода) позволяет значительно увеличить ток через диод.

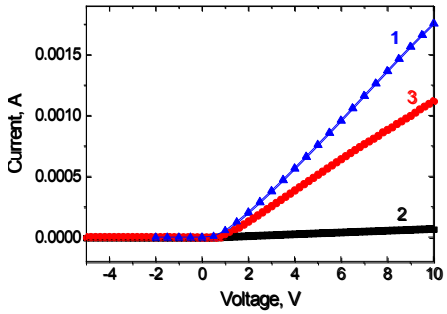


Рис. 2. ВАХ *p-i-n*-диодов с длиной *i*-области 20 мкм до (*1*) и после (*2*, *3*) формирования ФК в *i*-области *p-i-n*-диода при нулевом смещении на подложке (*1*, *2*) и положительном смещении 100 В (*3*)

Спектры фото- (ФЛ) и электролюминесценции (ЭЛ) одного из диодов с встроенным в *i*-область ФК (a = 600 нм, r/a = 0,21), измеренные при комнатной температуре, показаны на рис. 2. Спектр ФЛ снят при мощности накачки 10 мВт, спектр ЭЛ- при величине прямого тока 2 мА и положительном смещении на подложке 100 В. Для сравнения приведен спектр микро-ЭЛ такого же диода до формирования ФК. Формирование ФК приводит к появлению в спектрах ФЛ и ЭЛ отдельных линий, интенсивность которых значительно больше по сравнению с люминесценцией Ge(Si)-островков в диодах без ФК. Количество, ширина и интенсивность линий определяются параметрами ФК.

На вставке к рис. 3 приведена зависимость измеренной мощности излучения светодиода с ФК в спектральном диапазоне 1,1–1,7 мкм от тока накачки. Мощность излучения светодиода превысила 50 пВт при токе накачки 8 мА, что почти на порядок выше значений мощности, ранее достигнутых для светодиодов с микрорезонатором, полученных с использованием высокотемпературного отжига для активации имплантированной примеси [2].

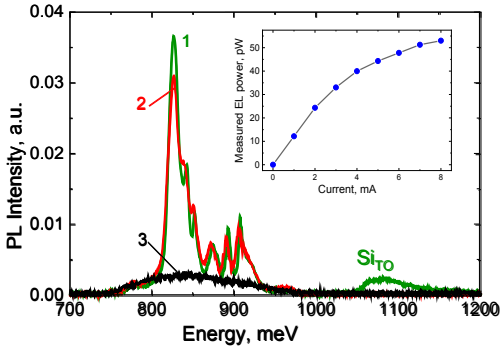


Рис. 3. Спектры ЭЛ (*2*, *3*) и ФЛ (1) светодиодов с ФК (*1*, *2*) и без ФК (*3*). Si_{TO} – сигнал ФЛ от Si-подложки. На вставке показана измеренная мощность излучения светодиода в зависимости от тока накачки

Выводы

Предварительная аморфизация и твердофазная рекристаллизация имплантированных областей позволили снизить температуру активации введенной примеси со стандартных для кремниевой технологии 800–1100 °C до 600 °C – температуры роста Ge(Si)-островков, что уменьшило негативное влияние постимплантационного отжига на люминесценцию Ge(Si)-нанооствровков при комнатной температуре в области 1,3–1,55 мкм. Взаимодействие Ge(Si)-нанооствровков с модами «бездефектного» ФК позволило снять ограничение на малый излучающий объем микрорезонатора и увеличить интенсивность ЭЛ Ge(Si)-нанооствровков при комнатной температуре более, чем на порядок величины.

Финансирование

Работа поддержана НЦМУ «Центр фотоники» при финансировании Минобрнауки РФ (соглашение № 075-15-2022-316) с использованием оборудования ЦКП «Физика и технология микро- и наноструктур» ИФМ РАН, ЦКП «Наноструктуры» ИФП СО РАН и ЦКП ВТАН НГУ.

Литература

1. S. A. Dyakov, M. V. Stepikhova, A. A. Bogdanov, A. V. Novikov, D. V. Yurasov, M. V. Shaleev, Z. F. Krasilnik, S. G. Tikhodeev, N. A. Gippius // Laser & Photonics Rev. 15. 2000242 (2021).

2. X. Xu, T. Chiba, T. Nakama, T. Maruizumi, Y. Shiraki // Applied Physics Express. 5. 102101 (2012).

Уравнение эффективной массы в двухзонной модели Кэйна и метод огибающих функций

А. Я. Шульман

Институт радиотехники и электроники им. В. А. Котельникова РАН, ул. Моховая, 11, корп. 7, Москва, 125009
ash@cplire.ru

При решении задачи о двумерном энергетическом спектре электронов в обогащенном слое на поверхности полупроводника *n*-типа с непараболическим законом дисперсии $E(k)$ выяснилось, что метод огибающих функций Латтинжера – Кона неприменим к полуограниченным системам с поверхностью. В рамках двухзонной модели Кэйна для полупроводника с конечной шириной E_g запрещенной зоны представлен вывод уравнения эффективной массы (УЭМ) для непараболической зоны проводимости.

Метод огибающих функций. Обоснование и ограничения

Метод огибающих функций широко применяется в задачах, в которых надо учитывать несколько энергетических зон полупроводника. Он основан на разложении собственных функций $\Psi_E(\mathbf{r})$ возмущенного гамильтониана $\hat{H} = \hat{H}_0 \quad U(\mathbf{r})$ по ортонормированному базису функций Латтинжера – Кона (Л-К) [1]:

$$\chi_{n\mathbf{k}}(\mathbf{r}) = \exp(\mathrm{i}\mathbf{k}\mathbf{r}) u_{n0}(\mathbf{r}) / (2\pi)^{3/2} . \qquad (1)$$

В случае прямозонных полупроводников u_{n0} – блоховская амплитуда при $\mathbf{k} = 0$, n – номер зоны: 1 – зона проводимости, 2 – валентная. При переходе к координатному представлению задача сводится к решению системы уравнений относительно функций $F_n(\mathbf{r})$, которые играют роль коэффициентов разложения при записи решения уравнения $\hat{H}\Psi_E = E\Psi_E$ в виде $\Psi(\mathbf{r}) = \sum_n F_n(r) u_{n0}(\mathbf{r})$ и получили название огибающих.

Однако в задаче о поверхности полуограниченного кристалла все искомые функции определены на полуоси $[0, \infty)$, где, как можно показать, функции $\chi_{n\mathbf{k}}(\mathbf{r})$ не образуют ортогонального базиса. Они также не могут быть подчинены однородному граничному условию в нуле, что, возможно, является причиной известных проблем с граничными условиями для огибающих [2].

Найден оператор, для которого функции $\chi_{n\mathbf{k}}(\mathbf{r})$ являются собственными. Показано, что соответствующая краевая задача на полуоси не является самосопряженной, поэтому и полнота функций (1) на полуоси остается под вопросом. Поэтому базис из функций (1) может применяться в задачах о локальной неоднородности в неограниченном кристалле типа примесных центров – мелких [3] или глубоких [4]. Отметим также, что в многозонном случае оператор $E_1(-\mathrm{i}\nabla)$, где $E_1(\mathbf{k})$ – корень дисперсионного уравнения, отвечающий зоне проводимости, есть иррациональная функция. При переходе к координатному представлению он определяется разложением $E(\mathbf{k})$ в ряд по степеням $\mathbf{k}$. Это повышает порядок дифференциального уравнения эффективной массы, если важна непараболичность.

В литературе предлагаются другие способы введения огибающих функций (см., например, [5, 6]). Однако они не имеют обоснования и могут рассматриваться скорее как возможное эвристическое обобщение формул теории Латтинжера – Кона. Соответственно, ничего большего про эти способы сказать нельзя.

Уравнение эффективной массы. Вывод и условия применения

Для устранения этих проблем в двухзонном приближении **kp**-теории Кэйна выведено УЭМ в кристалле, возмущенном плавным потенциалом $U(\mathbf{r})$. Следуя [4], точные собственные состояния $\Psi_E(\mathbf{r})$ одноэлектронного гамильтониана $\hat{H}_0 + U$ разлагаются по базису из функций Блоха $\psi_{1,2\mathbf{k}}$ для зоны проводимости и валентной зоны легких дырок с последующим преобразованием к однозонным УЭМ для проекций $\Phi_{1,2E}(\mathbf{k}) = \langle \psi_{1,2\mathbf{k}} | \Psi_E \rangle$. После перехода к координатному представлению получаем уравнение для состояний, которые формируются из блоховских функций зоны проводимости:

$$\frac{\nabla^2}{2m_c}\Phi_{1E}(\mathbf{r}) + \left(E - U(\mathbf{r})\right)\left(1 + \frac{E - U(\mathbf{r})}{E_g}\right)\Phi_{1E}(\mathbf{r}) + \\ + \frac{1}{E_g}\left[U, \hat{E}_1\right]_{\mathbf{r}\mathbf{r}'}\Phi_{1E}(\mathbf{r}') = 0, \qquad E \quad E_g/2> - \qquad (2)$$

и аналогичное уравнение для $\Phi_{2E}(\mathbf{r})$, справедливое при $E < -E_g/2$. Здесь оператор кинетической энергии

$$\hat{E}_j(\mathbf{r}, \mathbf{r}') = \int_{\Omega_\mathbf{k}} d\mathbf{k}\, \mathrm{e}^{-\mathrm{i}\mathbf{k}\mathbf{r}} E_j(\mathbf{k}) \mathrm{e}^{\mathrm{i}\mathbf{k}\mathbf{r}}, \; j = 1, 2$$

в координатном представлении выражается через корни

$$E_{1,2}(k) = (E_g/2)\left(\sqrt{1 \quad (2k^2 \neq m^* E_g)} \quad 1\right), E_1(0) \quad 0, \qquad (3)$$

двухзонного дисперсионного уравнения

$$P_2(E, \mathbf{k}) \equiv E\left(1 + E/E_g\right) - k^2/2m_c^* = 0 . \qquad (4)$$

Слагаемое в УЭМ (2) с коммутатором потенциальной и кинетической энергии

$$\left[U, \hat{E}_j\right]_{\mathbf{r}\mathbf{r}'}/E_g = \left[U(\mathbf{r})\hat{E}_j(\mathbf{r}, \mathbf{r}') \quad \hat{E}_j(\mathbf{r}, \mathbf{r}')U(\mathbf{r}')\right] \neq E_g, \; j \quad 1, 2, \qquad (5)$$

содержит только производные потенциальной энергии, имеет порядок параметра $\bar{k}^2/m^* E_g$, где характерный квазиимпульс $\bar{k}$ определяется масштабом потенциала ямы, и может быть опущен, когда этот параметр мал. Соответствующая поправка к УЭМ (2) пропорциональна $\nabla^2 U(\mathbf{r})$ и аналогична поправке Дарвина в теории Дирака [7].

В нулевом приближении по $\nabla U(\mathbf{r})$ УЭМ (2) без члена с коммутатором в координатном представлении можно получить из дисперсионного уравнения (4) подстановкой $\mathbf{k} \to -i\nabla_{\mathbf{r}}$ и $E \to E - U(\mathbf{r})$. Так как характеристический многочлен $P_2(E,\mathbf{k})$ матричного гамильтониана H_0 есть рациональный полином от переменных E, $\mathbf{k}$, это снимает вопрос об операторной форме P_2 в **r**-представлении.

Зависимость членов уравнения эффективной массы (2) от собственного значения E и потенциала U удобно описывается введением орбитально-зависимого квазипотенциала

$$U_{qp}(\mathbf{r}) = U(\mathbf{r})(1 - 2E / E_g) - U^2(\mathbf{r}) / E_g \qquad (6)$$

и может иметь важные следствия для задач типа переноса заряда в туннельных диодах и в инверсионных каналах на поверхности полупроводника *p*-типа. Квадратичный по потенциальной энергии член в (6) означает притяжение носителя заряда любого знака и может приводить, например, к амфотерным свойствам обогащенного слоя на поверхности полупроводников типа амфотерности примесей с глубокими уровнями, отмеченной в [4].

При выводе УЭМ (2) используется математический аппарат обобщенного гильбертова пространства, которое включает в себя неубывающие на бесконечности собственные функции непрерывного спектра и задается определением скалярного произведения в пространстве обобщенных функций умеренного роста.

Первоначально вывод уравнения эффективной массы для непараболической зоны проводимости был представлен в [8]. Детали его решения обсуждаются в [9] при расчете двумерного спектра электронов в обогащенном слое на поверхности *n*-InAs.

Финансирование

Работа выполнена в рамках государственного задания ИРЭ им. В. А. Котельникова РАН

Литература

1. J. M. Luttinger, W. Kohn // Phys. Rev. **97**. 869 (1955).
2. В. А. Волков, В. В. Еналдиев, И. В. Загороднев. Электронные поверхностные состояния в полупроводниках и полуметаллах. М. : Физматкнига, 2018.
3. W. Kohn and J. M. Luttinger // Phys. Rev. **98**, 915 (1955).
4. Л. В. Келдыш // ЖЭТФ. **4**5. 364 (1963).
5. G. Bastard. Wave mechanics applied to semiconductor heterostructures. Paris : EDP Science, 1992, Ch. III.
6. R. Winkler // Spin-orbit Coupling Effects in Two-Dimensional Electron and Hole Systems. Springer, 2003. Sec. 2.2.
7. А. Мессиа. Квантовая механика. М. : Наука-ФМ, 1979. Т. 2. С. 428.
8. А. Я. Шульман // XI Рос. конф. по физике полупроводников: Тезисы. СПб, 2013. С. 269.
9. А. Я. Шульман, Д. В. Посвянский // ЖЭТФ. (2020). **157**. 1072.

Особенности возбуждения люминесценции самоформирующихся Ge(Si)-островков в двумерных фотонных кристаллах

А. Н. Яблонский[1,*], В. Е. Захаров[1,2], А. В. Новиков[1,2], Д. В. Юрасов[1], М. В. Степихова[1], А. В. Перетокин[1], М. В. Шалеев[1], Д. В. Шенгуров[1], Е. Е. Родякина[3], Ж. В. Смагина[3], С. А. Дьяков[4]

[1]Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, 7, д. Афонино, Кстовский р-н, Нижегородская обл., 603087
[2]Нижегородский государственный университет им. Н. И. Лобачевского, Нижний Новгород, 603022
[2]Институт физики полупроводников им. А. В. Ржанова СО РАН, пр. Акад. Лаврентьева, 13, Новосибирск, 630090
[4]Сколковский институт науки и технологий, Москва
*yablonsk@ipmras.ru

Методом спектроскопии микро-ФЛ с высоким пространственным, спектральным и временным разрешением исследованы спектро-кинетические характеристики ФЛ структур с Ge(Si)-нанооствровками, встроенными в двумерные фотонные кристаллы (ФК) с различными параметрами. Для определения основных причин возрастания интенсивности излучения структур с ФК по сравнению с исходными планарными структурами, наряду с периодическими ФК, были получены и исследованы так называемые «случайные ФК», представляющие собой массив случайно расположенных отверстий, а также ФК с непроцессированной центральной областью. Для разных типов ФК исследованы области вывода излучения с поверхности структур, определены механизмы, дающие как положительный, так и отрицательный вклад в эффективность ФЛ Ge(Si)-островков, встроенных в двумерные ФК.

Одним из актуальных направлений современной фотоники является исследование взаимодействия излучения с активной средой в различных типах микрорезонаторов и фотонных кристаллов (ФК). С точки зрения развития интегральной оптоэлектроники значительный интерес представляет исследование таких микрорезонаторов и ФК в SiGe-структурах, излучающих в ближнем ИК-диапазоне, в частности в структурах с Ge(Si)-нанооствровками, поскольку такие структуры являются частью современной кремниевой интегральной технологии [1]. Значительное возрастание интенсивности излучения Ge(Si)-островков в двумерных ФК на определенных длинах волн, соответствующих модам ФК, по сравнению с исходными планарными структурами [2] может осуществляться как путем повышения эффективности вывода излучения из структур (нарушение полного внутреннего отражения, улучшение направленности вывода излучения), так и путем увеличения вероятности излучательной рекомбинации носителей заряда вследствие эффекта Парселла. В структурах на основе таких непрямозонных материалов, как Si и Ge, разделение вклада различных механизмов затруднено в связи со значительным влиянием процессов безызлучательной рекомбинации. В связи с этим в данной работе наряду с периодическими ФК с различными параметрами были получены и исследованы так называемые «случайные ФК», представляющие собой массив случайно расположенных отверстий [3], а также ФК с непроцессированной центральной областью [4]. Методом спектроскопии микро-ФЛ с высоким пространственным (~ 1 мкм), спектральным (~ 0,1 нм) и временным (~ 50 пс) разрешением проведены сравнительные исследования спектральных и кинетических характеристик ФЛ и определены области вывода излучения для разных типов полученных ФК, исследовано пространственное распределение интенсивности излучения по площади ФК, определены основные механизмы, дающие как положительный, так и отрицательный вклад в эффективность ФЛ Ge(Si)-островков в двумерных ФК.

Результаты

Исходная структура с Ge(Si)-островками была выращена методом МПЭ при температуре 600 °С на подложке SOI и содержала 5 слоев островков, разделенных слоями Si. Суммарная толщина структуры над слоем SiO_2 составляла 335 нм. На полученной структуре были сформированы ФК с гексагональной решеткой размером 50×50 мкм с различными периодами a (500–750 нм), радиусами отверстий r (r/a = 0,2 или 0,25) и глубиной отверстий 250 нм [5]. Наряду со стандартными периодическими ФК (один из которых изображен на рис. 1, *а*), были получены «случайные ФК», представляющие собой массив случайно расположенных отверстий того же размера и с тем же средним расстоянием между отверстиями, как и в периодических ФК (рис. 1, *б*). Кроме того, были сформированы периодические и «случайные» ФК с непроцессированной областью (НО) (областью без отверстий) диаметром 20 мкм в центре ФК.

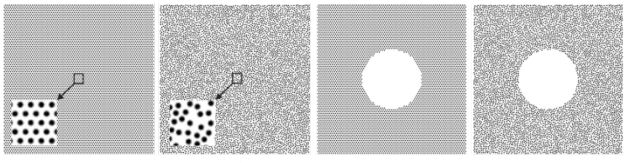


Рис. 1. Рассмотренные типы ФК: *а* – периодические ФК; *б* – «случайные» ФК; *в*, *г* – периодические и «случайные» ФК с непроцессированной областью НО в центре. На вставках: увеличенные области ФК размером 3×3 мкм

Для возбуждения ФЛ лазерное излучение (532 нм) фокусировалось на поверхность исследуемых структур с помощью объектива Mitutoyo Plan Apo NIR 10x, при этом размер пятна возбуждения составлял ~ 5 мкм, тогда как излучение, выходящее из структуры, собиралось со всей площади ФК. Регистрация спектров ФЛ осуществлялась с помощью фурье-спектрометра Bruker IFS 125 и Ge-фотоприемника. Исследование временных зависимостей ФЛ осуществлялось с помощью решеточ-

ного монохроматора, фотоприемника NbN и системы коррелированного по времени счета одиночных фотонов. Измерения проводились при 300 K.

На рис. 2 представлены спектры ФЛ одного из периодических ФК (a = 700 нм, r/a = 0,25), для которого наблюдалась наибольшая пиковая интенсивность ФЛ (для одной из спектральных линий, соответствующих высокодобротным модам ФК [2, 5]), «случайного» ФК с тем же радиусом отверстий и средним расстоянием между отверстиями и НО той же структуры вне ФК. Как видно из приведенных спектров, для «случайного» ФК наблюдается возрастание пиковой и интегральной по спектру интенсивности ФЛ в 3 и 5 раз соответственно. Данное возрастание, очевидно, связано с улучшением вывода излучения Ge(Si)-островков из структуры вследствие нарушения полного внутреннего отражения из-за отверстий «случайного» ФК. Следует отметить, что реальное увеличение эффективности вывода излучения существенно выше, поскольку, как было показано ранее, формирование отверстий ФК приводит к значительному (примерно на порядок величины) падению времени жизни носителей, связанному с возникновением дополнительных каналов безызлучательной рекомбинации на границах отверстий ФК (с 5 нс до ~ 0,6–0,7 нс для данной глубины травления отверстий ФК). Это подтверждается результатами кинетических измерений интенсивности ФЛ, проведенных для тех же ФК (см. вставку на рис. 2). Как видно из рисунка, возрастание интегральной по спектру интенсивности ФЛ как в «случайном», так и в периодическом ФК на начальном участке временных зависимостей составляет ~ 2 порядка величины, что качественно согласуется с результатом спектральных измерений при непрерывном возбуждении.

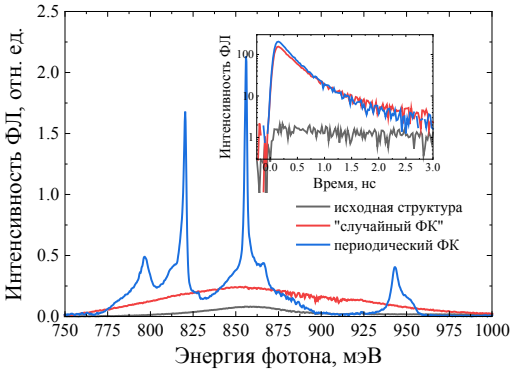


Рис. 2. Спектры ФЛ и временные зависимости интегральной интенсивности ФЛ (на вставке) Ge(Si)-островков в периодическом ФК (a = 700 нм, r/a = 0,25), «случайном» ФК (с теми же r и средним значением a) и в исходной структуре без ФК

Для периодических ФК на отдельных длинах волн, соответствующих определенным модам ФК [2], наблюдалось дополнительное увеличение интенсивности ФЛ приблизительно на порядок величины по сравнению со «случайными» ФК. При этом интегральные по спектру интенсивности ФЛ периодических и «случайных» ФК были приблизительно равны и, как было сказано ранее, превышали интенсивность ФЛ исходной структуры примерно на 2 порядка величины.

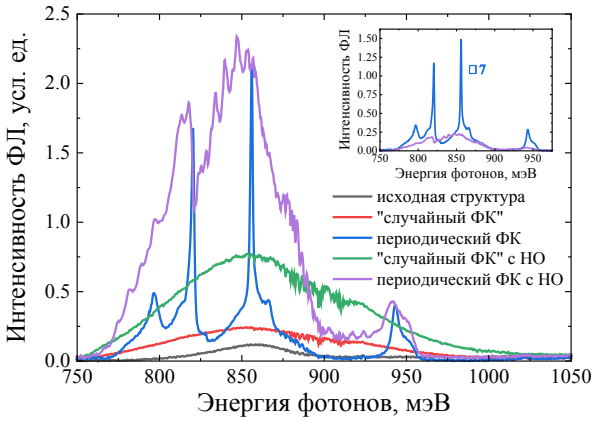


Рис. 3. Спектры ФЛ Ge(Si)-островков в периодическом ФК, «случайном» ФК, периодическом и «случайном» ФК с НО и в исходной структуре без ФК. Пятно возбуждения (5 мкм) – в центре ФК. На вставке: сравнение спектров ФЛ периодических ФК (с НО и без) с учетом различия времен спада ФЛ (7 раз)

На рис. 3 показано сравнение спектров ФЛ всех четырех типов ФК, приведенных на рис. 1, и НО структуры. Пятно возбуждающего излучения фокусировалось в центр исследуемого ФК. Как видно из рисунка, в спектрах ФЛ периодических ФК с НО, как и для сплошных периодических ФК, наблюдались линии, связанные с модами ФК, несмотря на то что возбуждение ФЛ островков осуществлялось в НО без отверстий. Это свидетельствует от том, что излучение, возбуждаемое в центральной НО ФК, эффективно распространяется вдоль активного слоя структуры и выводится наружу преимущественно из области формирования ФК. При этом в спектрах ФЛ периодических ФК с НО отсутствовали узкие линии, связанные с высокодобротными модами, характерными для обычных (сплошных) периодических ФК [2]. В то же время для остальной части спектра увеличение интенсивности ФЛ Ge(Si)-островков в ФК с НО оказалось приблизительно таким же, как для сплошных ФК (см. вставку на рис. 3). Дополнительное возрастание интенсивности ФЛ периодических и «случайных» ФК с НО по сравнению со сплошными ФК связано с отсутствием дополнительных каналов безызлучательной рекомбинации носителей заряда в НО без отверстий.

Финансирование

Работа выполнена при поддержке РНФ (грант №19-72-10011) с использованием оборудования ЦКП «Физика и технология микро- и наноструктур» ИФМ РАН.

Литература

1. J. Wang, et al. // Science Bulletin. 63. 1267 (2018).
2. S. A. Dyakov, et al. // Laser Phot. Rev. 15. 2000242 (2021).
3. A. Mahdavi, et al. // Sci. Rep. 6. 25135 (2016).
4. M. Boroditsky, et al. // Appl. Phys. Lett. 75. 1036 (1999).
5. A. V. Peretokin, et al. // Nanomaterials. 13. 1678 (2023).
6. Д. В. Юрасов и др. // Письма в ЖТФ. 49(10). 29 (2023).

Генерация тока в диодах Шоттки Pd/InP с нанослоями палладия (20–40 нм) в атмосфере водорода

В. А. Шутаев[1,*], В. Г. Сидоров[2], Е. А. Гребенщикова[1], Ю. П. Яковлев[1]

[1]Физико-технический институт им. А. Ф. Иоффе РАН, Санкт-Петербург, 194021
[2]ООО «АИБИ», Санкт-Петербург, 194021
*vadimshutaev@mail.ru

Обнаружен неизвестный ранее эффект – в короткозамкнутых диодных структурах Pd/InP в газовой среде, содержащей водород, наблюдается генерация тока. Предполагается, что генерация тока в структурах Pd/InP вызвана ионизацией атомов водорода при взаимодействии с палладиевым слоем и образованием протонов и электронов, которые разделяются на барьере Шоттки. На основе структуры Pd/InP возможно создание нового типа генератора тока.

Введение

Обнаружение нового явления – генерации тока в структурах Pd/InP, помещенных в водородную среду, связано с исследованиями сенсоров водорода на основе диодов шоттки Pd/InP, выполненных разными авторами [1–4]. В этих упомянутых работах изучались I–V характеристики структур Pd/InP и влияние водорода на их свойства при приложении внешнего напряжения.

В присутствии водорода изменяется работа выхода Pd-слоя [5] и, как следствие, изменяется высота барьера Шоттки Pd/InP и I–V характеристики диодов. По изменению I–V характеристик можно судить о концентрации водорода в газовой смеси.

В данной работе мы также использовали диод Шоттки на основе структуры Pd/InP с очень тонким палладиевым слоем толщиной 25 нм. Использование тонкого палладиевого слоя было связано со следующими обстоятельствами. При изучении оптической прозрачности Pd-слоев разной толщины [6] было обнаружено, что при малых толщинах слоев палладия, осажденных термическим напылнием в вакууме, в интервале 10–40 нм сохраняется эластичность и зеркальная поверхность слоев Pd, а вот при толщинах более 50 нм наблюдается появление матовой поверхности Pd-слоев, а при толщинах более 100 нм наблюдается растрескивание и отшелушивание Pd-слоев от подложки (предметное стекло). Это явление связано с большим объемом растворения молекул водорода в палладии (до 1000 см^3 H_2 в 1 см^3 Pd) [7].

Технология изготовления исследуемых структур Pd/InP (рис. 1) подробно изложена в работах [1, 2].

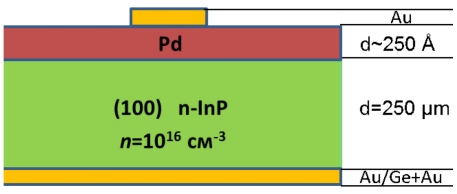


Рис. 1. Схема структуры Pd/InP

Исследование созданных структур проводилось в условиях короткого замыкания, т. е. без приложения внешнего напряжения. Были изучены электрические свойства структур Pd/InP (рис. 1) при 300 K в вакууме, в воздушной атмосфере и в атмосфере водорода. Слой палладия размером 1×1 мм^2 и толщиной 25 нм создавался термическим напылением в вакууме на монокристаллических пластинах InP с концентрацией электронов 10^{16} см$^{-3}$. На палладии и InP созданы омические контакты на основе золота.

Структуры Pd/InP помещались в кювету, которая откачивалась до давления 10^{-3} мм Hg, а затем наполнялась газовой смесью водорода с азотом с содержанием водорода 10–100 объемных %. Измерялись токи короткого замыкания при 300 K в воздушной атмосфере, в вакууме и в среде с водородом без освещения и при освещении излучением светодиода с длиной волны в максимуме спектра 0,9 мкм, что соответствует краю поглощения в InP. Результаты, полученные на воздухе и в вакууме, практически совпадали между собой.

Результаты

На рис. 2 представлено изменение тока в типичной структуре Pd/InP в водородной среде в темноте и при различных интенсивностях освещения структуры излучением светодиода.

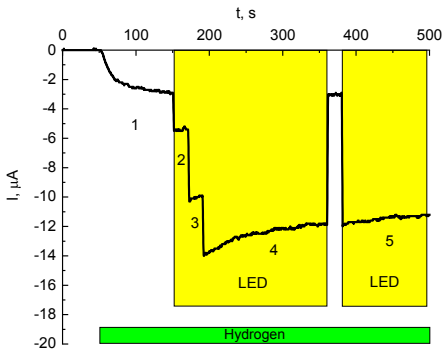


Рис. 2. Кинетика генерации тока в структуре Pd/InP при 300 K в газовой смеси с 10 об.% водорода при различных интенсивностях освещения структуры излучением светодиода с длиной волны 0,9 мкм; *1* – темновой ток; *2*, *3*, *4* и 5 – сумма темнового тока и фототока; поле «LED» на рисунке указывает на то, что светодиод в этот период времени освещает структуру (ток через светодиод, мА: *1* – 0, *2* – 10, *3* – 30, *4* и *5* – 50); поле «hydrogen» соответствует промежутку времени, когда структура находится в среде с водородом

В водородной среде в темноте появляется ток величиной 4 мкА, т. е. через электрическую цепь каждую секунду проходит порядка 10^{13} электронов. Этот ток возникает только в атмосфере водорода без приложения внешнего напряжения (в режиме короткого замыкания). В дальнейшем этот возникший ток будем называть «водородным током».

Как полагают авторы, при взаимодействии с тонким палладиевым слоем происходит ионизация атомов водорода с образованием протонов и электронов, которые разделяются на барьере Шоттки. Ближайшим аналогом нового эффекта является внутренний фотоэффект, который активно используется в солнечных фотоэлементах. Поэтому в данной работе мы совместно использовали как облучение поверхности диода Шоттки Pd/InP светодиодом с λ = 0,9 мкм, так и погружение диода в атмосферу водорода. При подаче водорода в кювету вначале появляется «водородный ток» (рис. 2, кривая *1*). При дополнительном освещении структуры Pd/InP, находящейся в атмосфере водорода, излучением светодиода сλ = 0,9 мкм возникает суммарный ток. При этом «водородный ток» и фототок складываются, так как имеют одно направление. Отсюда следует, что электроны «водородного тока» генерируются в Pd и переходят в InP, преодолевая потенциальный барьер на границе.

Для оценки количества атомов водорода, растворенных в палладии, использован результат довольно старой работы [7] в связи с тем, что это единственная среди известных нам работ, в которой приведен график температурной зависимости массы поглощенного водорода (в мг) в 100 г палладия. Это отличает данную работу от более поздних, в которых приводятся лишь численные значения объемов поглощенного водорода одним объемом палладия. Оценка (согласно [7]) количества атомов водорода, поглощенных слоем палладия в структуре Pd/InP, дает величину $7 \cdot 10^{13}$, что одного порядка с количеством электронов «водородного тока». Это позволяет предположить, что электроны «водородного тока» появляются в результате ионизации атомов водорода в палладии.

«Водородный ток» в исследованных структурах, помещенных в кювету с водородом, сохраняет свое значение без изменений примерно в течение суток, а затем в течение шести-семи суток уменьшается до нуля. В нашем случае характерное время уменьшения токов в структурах определяется частично взаимодействием водорода с Pd-слоем с образованием кристаллов гидрида палладия PdH_x (α- и β-фазы [6]), а также утечкой водорода из кюветы, имеющей в своей конструкции несколько резиновых уплотнений. При повторной подаче водорода в кювету «водородный ток» восстанавливается до прежнего значения, а далее процесс полностью повторяется. Отсюда следует вывод: пока в системе имеется в достаточном количестве водород, темновой ток в короткозамкнутой цепи структуры Pd/InP остается неизменным.

Выводы

Таким образом, обнаружено новое явление – генерация тока в короткозамкнутых диодах Шоттки Pd/InP с тонким палладиевым слоем, помещенных в водородную среду. На диодной структуре Pd/InP возможно создание нового типа водородного генератора тока.

Литература

1. В. А. Шутаев, Е. А. Гребенщикова, В. Г. Сидоров, Ю. П. Яковлев // ФТП. 55 (12). 1236 (2021). Doi: 10.21883/FTP.2021.12.51712.9725.

2. В. А. Шутаев, В. Г. Сидоров, Е. А. Гребенщикова, Л. К. Власов, А. А. Пивоварова, Ю. П. Яковлев // ФТП. 53 (10). 1427 (2019). Doi: 10.21883/FTP.2019.10.48302.9152.

3. Yen-I Chou, Chia-Ming Chen, Wen-Chau Liu, Huey-Ing Chen // IEEE Electron Device Lett. 26 (2). 62−65 (2005). DOI: 10.1109/LED.2004.840736.

4. A. Ashok Kumar, V. Janardhanam, V. Rajagopal Reddy. 22, 854 (2011). Doi 10.1007/s10854-010-0225-5.

5. N. Yamamoto, S. Tonomura, T. Matsuoka, H. Tsubomura // J. Appl. Phys., 52 (10). 6227 (1981). Doi: 10.1063 /1.328564

6. В. А. Шутаев, Е. А. Гребенщикова, В. Г. Сидоров, Ю. П. Яковлев // Опт. и спектр. 128 (5). 603–606 (2020). Doi: 10.21883/OS.2020.05.49316.276-19.

7. Б. В. Некрасов. Курс общей химии. 8 изд. Москва – Ленинград : Государственное научно-техническое издательство химической литературы, 1948. С. 82.

Магнитосопротивление двойной квантовой ямы HgTe/CdHgTe в параллельном магнитном поле

М. В. Якунин[1,*], В. Я. Алешкин[2], В. Н. Неверов[1], М. Р. Попов[1], Н. Н. Михайлов[3], С. А. Дворецкий[3]

[1]Институт физики металлов УрО РАН, ул. С. Ковалевской, 18, Екатеринбург, 620990
[2]Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, 7, д. Афонино, Кстовский р-н, Нижегородская обл., 603087
[3]Институт физики полупроводников СО РАН, пр. Акад. Лаврентьева, 13, Новосибирск, 630090
*yakunin@imp.uran.ru

В работе исследовано магнитосопротивление двойных квантовых ям в гетеросистеме HgTe/CdHgTe *p*-типа проводимости в магнитном поле, направленном параллельно слоям. Из экспериментов и расчетов зонной структуры в 8-зонном ***kp***–подходе без поля и в параллельном поле следует, что в этой системе эволюция магнитосопротивления с параллельным полем имеет значительно более сложный и разнообразный характер, чем в аналогичных структурах традиционных полупроводников *n*-типа, и качественным образом зависит от толщины слоев.

Введение

Современные квантовые полупроводниковые фотоприборы в ряде случаев делают многослойными. Для конструирования и анализа таких устройств необходимо знать их энергетический спектр, при этом учитывать межслойные взаимодействия. Исследования таких взаимодействий удобно проводить в двойной квантовой яме (ДКЯ), т. е. в системе из двух двумерных слоев, разделенных тонким барьером. При этом полезным инструментом исследований является магнитное поле, направленное строго параллельно слоям – $B_{||}$. В этом случае, в отличие от исследований в перпендикулярном поле, энергетический спектр не квантуется в уровни Ландау и проявляются иные закономерности.

В работе [1] показано, что в простейшем варианте ДКЯ в зоне проводимости традиционных полупроводников параллельное поле B_y приведет к сдвигу законов дисперсии отдельных слоев $E_{1,2}(k_{||})$ по k_x относительно друг друга на величину

$$\Delta k_x = eB_y d/\hbar, \qquad (1)$$

где d – эффективное расстояние между центрами слоев. Если между слоями существует туннельная связь, приводящая к щели Δ_{SAS} между симметричным и антисимметричным состояниями, то в поле B_y эта щель будет располагаться в месте пересечения этих смещающихся парабол, и с ростом поля щель будет двигаться вверх по энергии. Если в отсутствие поля концентрации электронов достаточно для заселения второй подзоны, то с ростом поля через уровень Ферми E_F будут последовательно проходить сначала верхний, а потом нижний края туннельной щели. Притом важно, что с верхним краем щели связан глобальный минимум, а с нижним – седловая точка, которой соответствует существенный всплеск плотности состояний. В магнитосопротивлении (МС) первому полю соответствует минимум, обусловленный падением плотности состояний на уровне Ферми и выключением межподзонного упругого рассеяния, а второй точке – более ярко выраженный максимум. По разности положений этих экстремумов можно определить величину туннельной щели.

До сих пор описанные эффекты исследовались только в зоне проводимости традиционных полупроводников. Поэтому представляет интерес посмотреть, как проявится специфика поведения в параллельном поле особого, инверсного, спектра HgTe в ДКЯ на основе этого материала. Здесь могут принимать участие в магнитотранспорте одновременно электроны и дырки, характер зонного спектра радикально меняется с изменением ширины квантовых ям, присутствуют топологически нетривиальные состояния, притом в ДКЯ это могут быть топологические состояния высокого порядка.

Результаты

Эксперименты выполнены на двух структурах ДКЯ, отличающихся в основном толщиной слоев HgTe d_w [2]: в структуре 150218 $d_w = 6{,}5$ нм, в структуре 150219 $d_w = 8{,}5$ нм. В 150218 толщина слоев HgTe близка к критической, при которой в одиночном слое встречаются крайние уровни электронной серии уровней размерного квантования и дырочной. В 150219 при большей ширине слоев HgTe крайний электронный уровень уходит вглубь дырочной серии, что называют инверсной конфигурацией. Толщина барьерного слоя примерно 3 нм, материал барьера внутри и снаружи ДКЯ – $Cd_xHg_{1-x}Te$, в структуре 150218 $x = 0{,}7$, в 150219 $x = 0{,}67$. Структуры выращены молекулярно-лучевой эпитаксией на подложке GaAs ориентацией (013) с системой буферных слоев CdTe и ZnTe для снятия рассогласования решеток. Структуры специально не легировались, проводимость получается дырочная из-за наличия вакансий ртути. Представлены результаты измерений продольного МС, $\rho_{xx}(B)$, при температуре 1,8 К. Ориентация тока – перпендикулярно магнитному полю. Образцы устанавливались строго параллельно магнитному полю, что контролировалось в управляемом вращателе по установке нуля холловского напряжения.

Расчеты энергетического спектра выполнены 8-зонным ***kp***-методом с добавлением вектор-потенциала параллельного магнитного поля. Для ДКЯ 150218 рассчитанный спектр представлен на рис. 1. Происхождение спектра ДКЯ можно понять, анализируя расположение уровней размерного квантования в одиночном слое той же ширины – см. вставку на рис. 1, *a*. В одиночном слое HgTe в гетеросистеме HgTe/CdHgTe располагаются как квантовая яма в зоне проводимости, так и перевернутая квантовая яма в валентной зоне, притом они перекрываются. Соот-

ветственно, при ширине ямы d_w больше критической величины $d_c = 6.3 – 6.5$ нм перекрываются и их серии уровней размерного квантования. При создании ДКЯ из слоев критической толщины уровень $E1$ сильно расщепится на $E1^1$ и $E1^2$ из-за малой массы электронов и потому сильной туннельной связи, а уровень $HH1$ не расщепится при $k = 0$ из-за большой массы тяжелых дырок. Однако с ростом k такое расщепление происходит, и ветви подзон $HH1^1$ и $HH1^2$ расходятся в разные стороны из-за примешивания состояний $E1$ к состояниям $HH1$ при $k \neq 0$. Важным элементом является то, что подзоны $HH1^1$ и $E1^1$ формируют боковой максимум (БМ), в котором плотность состояний существенно больше, чем в центральной части спектра. Поэтому в образце с дырочной проводимостью уровень Ферми расположен в узком интервале энергий в окрестностях БМ.

Картина МС в двух структурах существенно различается (рис. 2): в ДКЯ 150218 наблюдается четкий пик, а в 150219 – многократный рост МС нерезонансного характера с последующим спадом.

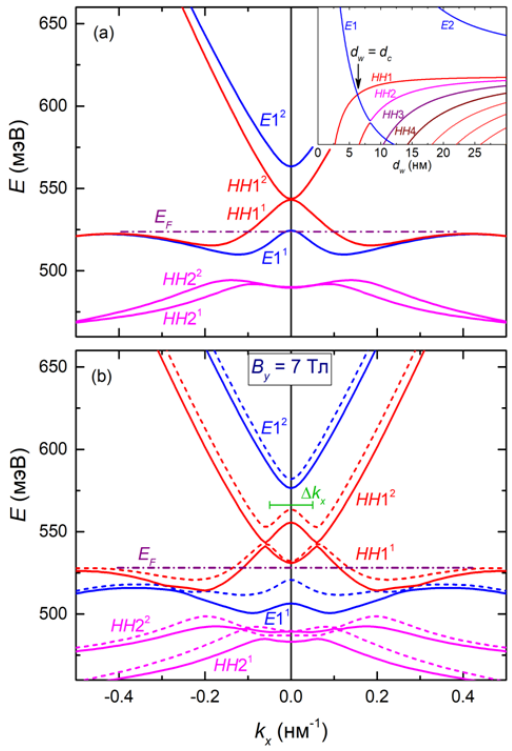


Рис. 1. Энергетический спектр ДКЯ 150218 (*a*). На вставке – движение уровней размерного квантования в одиночном слое HgTe. Толщина слоев в данной ДКЯ отмечена на вставке стрелкой. Спектр в параллельном поле 7 Тл (*b*). Сплошные и штриховые линии отображают спиновое расщепление. Δk_x – оценка сдвига по формуле (1)

В параллельном поле наиболее заметная эволюция спектра (рис. 1, *b*) связана с тем, что две подзоны $HH1^1$ и $HH1^2$ наползают друг на друга. Можно считать это их диамагнитным сдвигом в противоположных направлениях, поскольку подзоны имеют противоположную кривизну $E(k_{||})$. Важно то, что экстремумы этих подзон при $k = 0$ соответствуют седловым точкам. В поле $B_y \approx 7$ Тл седловая точка подзоны $HH1^1$ проходит энергию, при которой располагаются БМ, а значит – и через привязанный к ним уровень Ферми. При этом связанный с седловой точкой всплеск плотности состояний вызовет усиление рассеяния, что и приведет к пику МС. В экспериментальном положении этого пика заложена информация о положении E_F (а значит – и положениях БМ) и об эффективном расстоянии между слоями ДКЯ d.

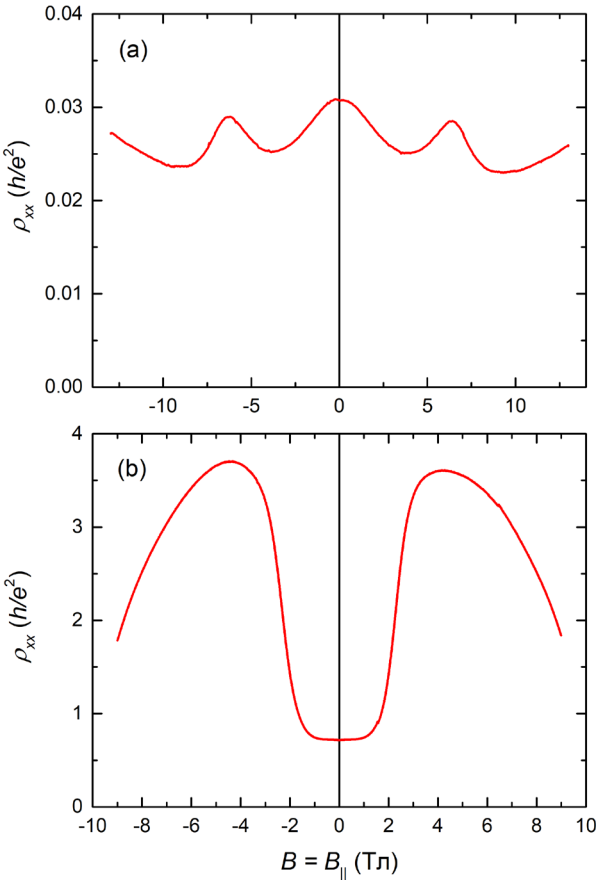


Рис. 2. МС в ДКЯ 150218 (*a*) и в 150219 (*b*)

Как показывают расчеты, в ДКЯ 150219 спектр и его эволюция с полем совершенно иные [2]. Там изначально имеются щель и две группы дырок с разной подвижностью. Из-за смещения спектров по k в $B_{||}$ группа высокоподвижных дырок исчезает, что и вызывает рост МС. А затем из-за роста спиновых расщеплений щель закрывается, и МС падает.

Литература

1. J. Hu, A. H. MacDonald // Phys. Rev. B. 1992. V. 46. P. 12554–12559.

2. М. В. Якунин, В. Я. Алешкин, В. Н. Неверов и др. // Письма в ЖЭТФ. 2023. Т. 118. С. 896–901.

Использование сильнолегированного полупроводника и металла в качестве зеркал в VCSEL на основе гетероструктуры с квантовыми ямами HgTe/HgCdTe в среднем ИК-диапазоне

А. А. Янцер[1,2,*], М. А. Фадеев[1], А. А. Дубинов[1,2], Н. Н. Михайлов[3], С. В. Морозов[1,2]

[1]Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, 7, д. Афонино, Кстовский р-н, Нижегородская обл., 603087
[2]Нижегородский государственный университет им. Н. И. Лобачевского, пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950
[3]Институт физики полупроводников им. А. В. Ржанова РАН, пр. Акад. Лаврентьева, 13, Новосибирск, 630090
*yantser@ipmras.ru

В работе исследуются два образца с дизайном вертикального резонатора с поверхностным излучением и с зеркалами из металла и легированного полупроводника. Образцы отличались металлом зеркала, в одном случае было напылено Au, в другом Al. Было получено стимулированное излучение на 16 мкм.

Введение

Источники когерентного излучения в среднем инфракрасном (ИК) спектральном диапазоне (длина волны 20–55 мкм) востребованы для применения в газовой спектроскопии, медицине и мониторинге окружающей среды [1]. Среди полупроводниковых источников излучения лидирующее место занимают монополярные квантовые каскадные лазеры (ККЛ) на основе полупроводников $A^{III}B^{V}$, работа которых в данном диапазоне затруднена, а иногда даже невозможна из-за высокого поглощения полярными оптическими фононами [2]. Альтернативным материалом для ККЛ является твердый раствор HgCdTe, который широко используется для изготовления детекторов в среднем ИК-диапазоне. Одним из возможных подходов является использование межзонных оптических переходов для усиления света аналогично традиционным лазерам ближнего ИК и видимого диапазонов [3]. Преимущества гетероструктур с квантовыми ямами (КЯ) на основе HgTe/HgCdTe заключаются в подавлении оже-рекомбинации из-за гиперболического закона дисперсии и в высоком уровне методики молекулярно-лучевой эпитаксии, которая даёт возможность растить узкие КЯ с высокой однородностью. Одним из недостатков существующих конструкций лазеров является трудность в достижении генерации из-за невозможности сформировать резонатор традиционным способом, путем скалывания полупроводниковой пластины. В работе представлены результаты исследований новой конструкции лазеров на основе HgCdTe, в которой используется вертикальный резонатор с поверхностным излучением (VCSEL) [4]. Такие резонаторы, с использованием распределенных брэгговских зеркал, широко применяются для лазеров ближнего и среднего ИК-диапазонов. Однако в исследуемой структуре одним из зеркал служит сильно легированный полупроводник (n^+-GaAs), диэлектрическую проницаемость которого можно контролировать концентрацией примеси. Второе зеркало образовано тонким металлическим слоем Al/Au, который в дальнем ИК-диапазоне имеет почти 100% коэффициент отражения.

В работе были рассчитаны координатные зависимости электрического поля в моде и реальной части показателя преломления для VCSEL с длиной волны (λ) 23,25 мкм. Толщины слоев $Hg_{0,3}Cd_{0,7}Te$ выше и ниже активной области (10 КЯ HgTe) соответствуют 0,45 и 1,55 мкм, что обеспечивает максимальную добротность резонатора Q = 248. Такая конструкция резонатора существенно уменьшает необходимые толщины эпитаксиальных слоев по сравнению с планарным диэлектрическим волноводом. Из рис. 1 видно, что электрическое поле в моде практически не проникает в слой металла и значительно ослабевает при прохождении слоя n^+-GaAs, что свидетельствует о наличии резонатора в этой структуре.

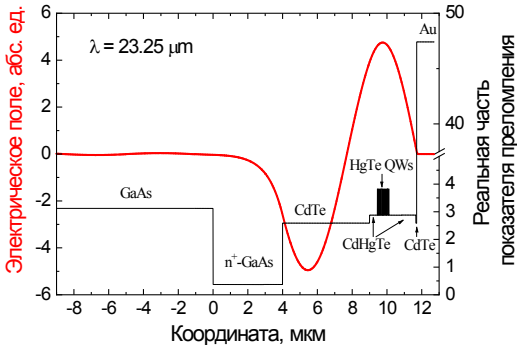


Рис. 1. Координатные зависимости электрического поля в поперечной моде и реальной части показателя преломления в VCSEL на λ = 23,25 мкм

Методика эксперимента

Структура, исследуемая в этой работе, выращена по дизайну, описанному в работе [4], методом молекулярно-лучевой эпитаксии на полуизолирующих подложках GaAs (013) [5] с буферами ZnTe и CdTe. Активная область состоит из 10 квантовых ям (КЯ) $Hg_{y-1}Cd_yTe$ толщиной 4,7 нм, разделенных 30-нм барьерами $Hg_{x-1}Cd_xTe$. Для последующего напыления на покровный слой металлического зеркала структура была расколота на несколько кусков. В данной работе приведены результаты для двух образцов, которые отличаются только напылённым слоем (Al или Au).

В экспериментах накачка активной среды (КЯ HgTe) осуществлялась излучением внешнего лазера через прозрачную для этого излучения подложку под углом 90° к поверхности. Излучение VCSEL исследовалось в криостате при различных температурах. Оптическое возбуждение структур осуществлялось CO_2-лазером с λ = 10,6 мкм, который обеспечивает мощные импульсы (с пиковой интенсивностью до 100 кВт/см^2) длительностью 100 нс. Излучение полностью покрывало образец. Стимулированное излуче-

ние (СИ) и фотолюминесценция (ФЛ) структуры собирались с поверхности образца под углом и направлялись в фурье-спектрометр Bruker Vertrex 80v, снабженный фотоэлектрическим HgCdTe-детектором.

Результаты

На первом этапе были записаны спектры ФЛ при температуре 10 K, представленные на рис. 2. На обоих спектрах можно увидеть линии межзонной ФЛ с $\lambda \approx 16$ мкм. Помимо этой линии в случае образца с Au-зеркалом наблюдается линия излучения на $\lambda = 2{,}6$ мкм, которая предположительно связана с возникновением примесных состояний.

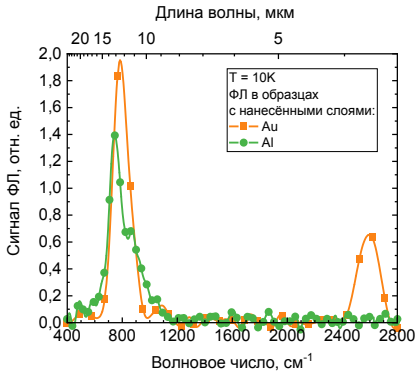


Рис. 2. Зависимость ФЛ от волнового числа (от длины волны)

На втором этапе исследовалось СИ. В образце с Au-зеркалом не удалось получить излучение, в то же время в образце с Al-зеркалом наблюдалось СИ при температуре от 10 до 50 K (рис. 3). Выше 50 K излучение не наблюдалось, поскольку пик сдвигается в область сильного поглощения фильтров (полиметилпентен PMP). Тем не менее спектр широкий и на нём не видны лазерные моды, что может быть связано с тем, что диэлектрическая проницаемость на $\lambda = 16$ мкм гораздо больше, чем в случае с $\lambda = 23{,}25$ мкм, из-за чего вертикальный резонатор обладает малой добротностью и лазерной генерации не возникает.

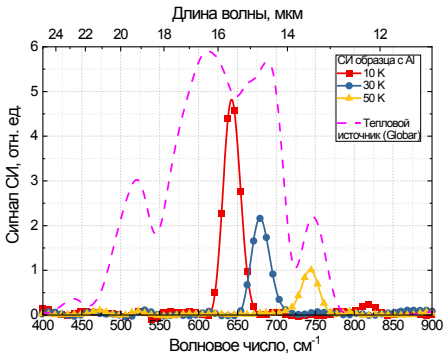


Рис. 3. Зависимость стимулированного излучения от длины волны с поверхности образца с Al-зеркалом

Интересно, что в образце с Al-зеркалом излучение наблюдается не только с поверхности образца, но и с торца. Для того чтобы понять причину этого, были проведены расчеты продольной TE_0-моды (рис. 4). Как можно увидеть, исследуемая структура обеспечивает локализацию продольной моды в волноводном слое. Фактор оптического ограничения составляет 0,008, поэтому из-за большой длины распространения продольная мода может усиливаться больше, чем поперечная.

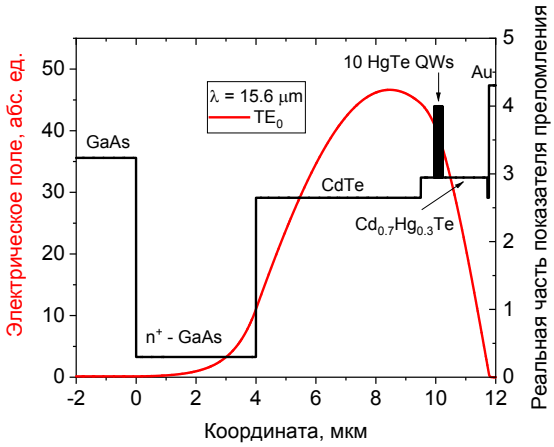


Рис. 4. Координатные зависимости электрического поля в продольной моде и реальной части показателя преломления в VCSEL на $\lambda = 15{,}6$ мкм.

Выводы

Несмотря на свой дизайн (вертикальный резонатор с поверхностным излучением), образец с Al демонстрирует стимулированное излучение как с поверхности структуры, так и с торца. Мы связываем это с наличием продольной моды в волноводе, которая является усиленной.

В последующих экспериментах, чтобы исключить область поглощения фильтров, стоит использовать структуры более длинноволновые.

Финансирование

Работа выполнена при поддержке гранта РНФ № 22-12-00310.

Литература

1. S. S. Dhillon et al. // J. Phys. D: Ap p.l Phys. 2 0 1.7 V. 50. P. 043001.
2. M. S. Vitiello et al. // Opt. Express, 2015. V. 23. P. 5167–5182.
3. A. Afonenko et al. // J. Phys. D: Appl. Phys. 2021. V. 54. P. 175108.
4. A. A. Dubinov et al. // Optical Engineering. 2022. V. 61. P. 096108.
5. N. N. Mikhailov et al. // J. Nanotechnology. 2006 V. 3. P. 120–130.

СЕКЦИЯ 4

Измерения и технологии атомарного и нанометрового масштаба на основе зондовых, электронно-лучевых и ионно-лучевых методов

Методы обработки топографических изображений вицинальных поверхностей на примере Si(5 5 6) и Si(5 5 7)

А. Ю. Аладышкин[1,2,3,4],*, А. Н. Чайка[5]

[1]Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, 7, д. Афонино, Кстовский р-н, Нижегородская обл., 6030871
[2]Центр перспективных методов мезофизики и нанотехнологий, Московский физико-технический институт, Институтский пер., 9, Долгопрудный, 141700
[3]Нижегородский государственный университет им. Н. И. Лобачевского, пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603022
[4]Высшая школа экономики, ул. Мясницкая, 20, Москва, 101000
[5]Институт физики твердого тела им. Ю. А. Осипьяна РАН, ул. Акад. Осипьяна, 2, Черноголовка, 142432
*aladyshkin@ipmras.ru, chaika@issp.ac.ru

Главной особенностью вицинальных (высокоиндексных) поверхностей кристаллов (*hhm*) является малая ширина плотноупакованных террас (менее 10 нм) при их значительной длине (более 200 нм). Это препятствует применению стандартных методов обработки изображений, получаемых методом сканирующей зондовой микроскопии, для корректной визуализации атомной структуры на поверхности террас. Мы рассматриваем два метода обработки экспериментальных данных, позволяющих устранить мелкомасштабные шумы, глобальный наклон образца и нелинейные искажения топографических изображений: (i) численное вычисление суммы частных производных второго порядка ($-\partial^2/\partial x^2-\partial^2/\partial y^2$) $z(x,y)$ посредством гауссова сглаживания; (ii) подбор параметров аппроксимирующей плоскости посредством оптимизации гистограммы распределения видимых высот. Показано, что оба метода позволяют получить неискаженное изображение кристаллической решетки на поверхности атомарно-гладких террас.

Введение

В работе исследованы особенности визуализации атомной структуры высокоиндексных поверхностей Si(5 5 6) и Si(5 5 7) методом сканирующей туннельной микроскопии (СТМ). Изображения вицинальных поверхностей кремния были получены с помощью сверхвысоковакуумного (СВВ) сканирующего туннельного микроскопа GPI-300 (Σ-Скан) при комнатной температуре. Атомно-чистые ступенчатые поверхности Si(5 5 6) и Si(5 5 7) были приготовлены in-situ в СВВ-камере СТМ с базовым давлением не выше 1×10^{-10} мбар. В качестве образцов были использованы монокристаллические пластины кремния размером 0,5×3×8 мм^3 с ориентацией поверхности Si(5 5 6) и Si(5 5 7) (*n*-типа, легированные фосфором, удельное сопротивление ρ = 25 Ом·см при 300 К).

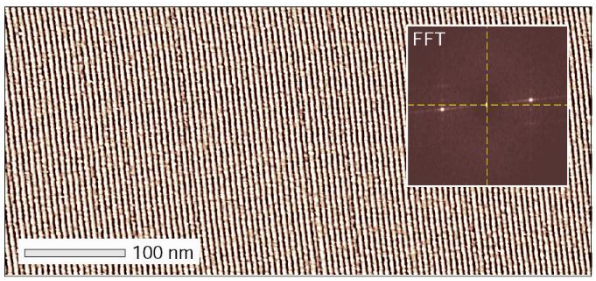


Рис. 1. Топография участка поверхности Si(5 5 7), вставка показывает фурье-образ (размер области 4×4 нм$^{-2}$)

Для создания регулярных систем ступеней на вицинальных поверхностях кремния была использована специальная процедура термообработки, включающая в себя длительную (15–20 ч) дегазацию образца при температурах в диапазоне 600–650 °С, кратковременный (несколько секунд) отжиг при 1300–1350 °С и постепенное охлаждение до температур ниже температуры фазового перехода 1×1→7×7. Нагрев осуществлялся пропусканием постоянного тока через кремниевую пластину. В качестве зондов СТМ использовались поли- и монокристаллические вольфрамовые острия, полученные с помощью электрохимического травления в двухмолярном растворе NaOH. Для очистки острия использовался высокотемпературный прогрев электронной бомбардировкой с последующим ионным травлением в СВВ-камере СТМ [1].

Типичное СТМ-изображение вицинальной поверхности Si(557) с периодической системой трехатомных ступеней представлено на рис. 1.

Результаты

1. Для устранения глобального наклона поверхности и нелинейных искажений, обусловленных дрейфом пьезосканера, может быть применен следующий метод, иногда именуемый в литературе difference-of-gaussians [2]. Вычислим разность двух сверток исходного топографического изображения $z(x, y)$ и гауссовых функций $G_\sigma(x, y)$ разной ширины:

$$D_1(x,y) = \iint z(x',y')\, G_{\sigma_1}(x-x',y-y')dx'dy' -$$

$$- \iint z(x',y')\, G_{\sigma_2}(x-x',y-y')dx'dy', \qquad (1)$$

где

$$G_\sigma(x,y) = \frac{1}{\left(\sqrt{2\pi}\sigma\right)^2}\exp\left(-\frac{x^2}{2\sigma^2}-\frac{y^2}{2\sigma^2}\right).$$

Можно показать, что интегральное преобразование (1) эквивалентно численному вычислению лапласиана

$$-\left(\frac{\partial^2}{\partial x^2}+\frac{\partial^2}{\partial y^2}\right) z(x,y)$$

с одновременной фильтрацией высокочастотных пространственных гармоник в исходном изображении. Результат обработки топографического изображения с помощью преобразования (1) показан на рис. 2, *b*.

2. Для устранения глобального наклона поверхности может быть применена процедура вычитания из исходного топографического изображения $z(x, y)$ плоскости $z_p(x, y) = a \cdot x + b \cdot y + c$. В отличие от стандартного метода определения параметров плоскости посредством локальной аппроксимации, мы предлагаем определять параметры a, b и c так, чтобы пики на гистограмме наблюдаемых высот имели минимальную ширину. После решения задачи оптимизации получаем выровненное топографическое изображение, которое имеет постоянную (с экспериментальной точностью) интенсивность на каждой террасе (рис. 3, *a*). Функция плотности вероятности $f(z)$ действительно имеет вид серии узких пиков (рис. 3, *b*), ширина которых (~0,1 нм) существенно меньше расстояния между соседними пиками (~1 нм). Для визуализации кристаллической решетки на поверхности террас можно применить преобразование

$$D_2(x, y) = z'(x, y) - \left[\frac{z'(x,y)}{d_{ML}}\right], \qquad (2)$$

где $z'(x,y) = z(x,y) - z_p(x,y)$ есть сигнал, соответствующий выровненному изображению; d_{ML} – межплоскостное расстояние для семейства плоскостей (111) и […] есть функция округления до ближайшего целого. Результат применения формулы (2) к выровненному топографическому изображению (см. рис. 3, *a*) показан на рис. 3, *c*. Легко видеть, что поверхности террас не являются идеально плоскими.

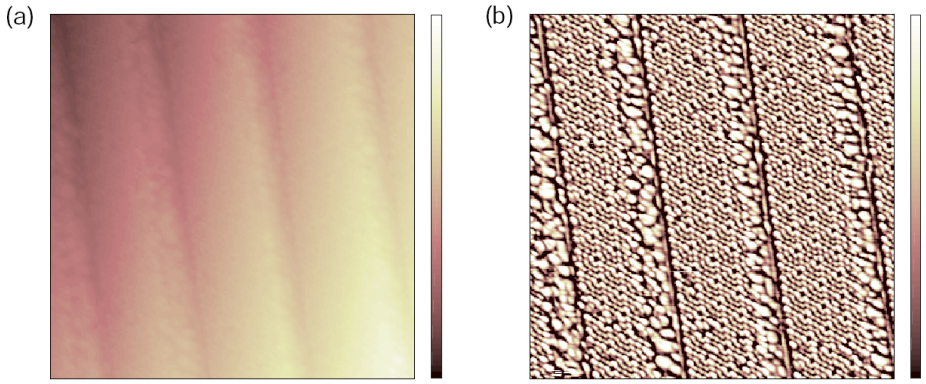


Рис. 2. Необработанное топографическое изображение (*a*) для участка поверхности Si(5 5 6) (размер кадра 40×40 нм^2, напряжение U = –0,60 В, ток I = 80 пА); *b* – карта $D_1(x, y)$, полученная из изображения (*a*) по формуле (1) с параметрами сглаживания σ_1 = 0,05 нм и $\sigma_2 = 5\sigma_1$. Обработанное изображение показывает реконструированную решетку Si(111)7×7 на поверхности террас

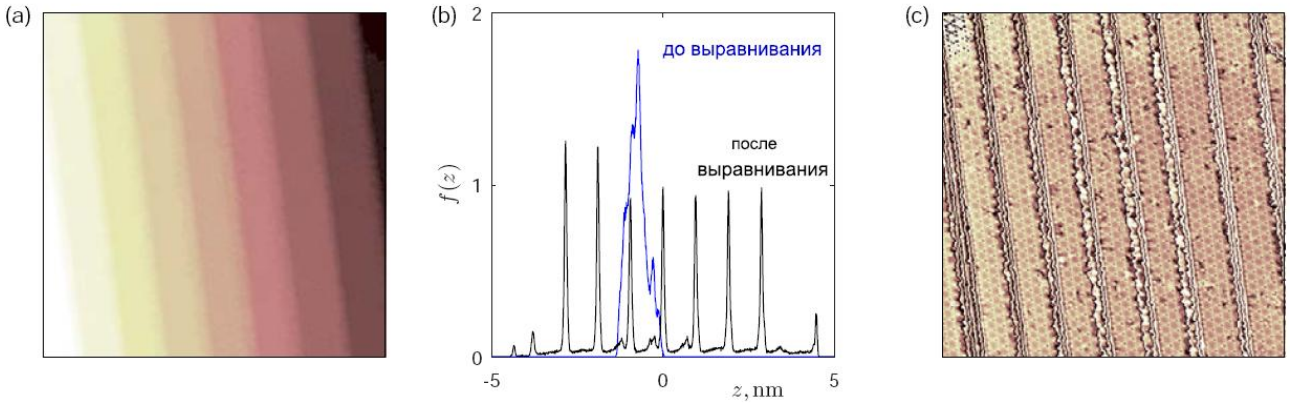


Рис. 3. Поверхность кристалла Si(556) после вычитания плоскости $z_p(x, y)$ с оптимальными параметрами (*a*) (размер кадра 80×80 нм^2, U = –0,60 В, I = 80 пА); *b* – функции плотности вероятности $f(z)$, иллюстрирующие распределение по высотам для исходного и выровненного изображений; *c* – карта $D_2(x, y)$, полученная из выровненного изображения (*a*) с помощью формулы (2), где d_{ML} = 0,3135 нм – межплоскостное расстояние для поверхности Si(111)

Финансирование

Работа выполнена в рамках государственных заданий ИФМ РАН и ИФТТ РАН.

Литература

1. A. N. Chaika, et al. // Sci. Rep. V. 4. 3742 (2014).
2. T. Lindeberg // J. Math. Imaging and Vision. V. 52, 3–36 (2015).

Синтез 2D-материалов на основе галогенидов металлов

А. В. Исаков[1,2], Н. С. Комаров[1], Б. В. Андрюшечкин[1,*]

[1]Институт общей физики им. А. М. Прохорова РАН, ул. Вавилова, 38, Москва, 119991
[2]НИУ «Высшая школа экономики», ул. Мясницкая, 20, Москва, 101000
*andrush@kapella.gpi.ru

В работе рассмотрен синтез двумерных материалов на основе галогенидов металлов (AgI, CuI, NiI_2) на различных подложках в условиях сверхвысокого вакуума. Основной экспериментальной методикой являлась сканирующая туннельная микроскопия. Показано, что прямое йодирование монокристаллов меди, серебра и никеля, независимо от их ориентации, приводит к формированию тонкой двумерной пленки йодида. В случае CuI и AgI на основе данных СТМ и ТФП расчетов показано, что пленка йодида имеет специфическую структуру типа сэндвича – double layer honeycomb structure (DLHC). В данной работе предложен новый способ создания пленок галогенидов на основе напыления монослоя соответствующего металла (Cu, Ag, Ni) на поверхность золота (111) и последующего йодирования системы. Установлено, что в зависимости от степени покрытия напыляемого металла возможно формирование галогенидных пленок различной толщины от одного до нескольких монослоев.

Введение

В последнее десятилетие повышенный интерес исследователей связан с поиском двумерных материалов, обладающих уникальными свойствами для применений в области (опто)электроники и спинтроники. Основой для синтеза двумерных материалов стал класс слоистых материалов, известных как ван-дер-ваальсовы кристаллы ввиду слабой связи между слоями, что обеспечивает возможность отделения тонких слоев.

В работе рассматривается возможность использования поверхностных химических реакций как прецизионного метода создания двумерных кристаллов на поверхности твердого тела. Предлагается взглянуть по-новому на структуру и свойства пленок галогенидов, обычно формируемых в традиционных экспериментах по адсорбции галогенов в условиях сверхвысокого вакуума [1]. Оказывается, что во многих случаях галогениды металлов растут послойно, что позволяет варьировать толщину пленки, просто меняя экспозицию галогена. Если в качестве подложек использовать переходные металлы, то подобный подход, традиционный для физики/химии поверхности, представляется перспективным и для синтеза ван-дер-ваальсовых пленок различной толщины, начиная с монослоя.

Пленки галогенидов, формирующиеся в результате адсорбции галогенов в условиях сверхвысокого вакуума, отделены от подложки буферным слоем – хемосорбированным монослоем, который препятствует формированию ковалентных связей между пленкой йодида от подложки, оставляя только взаимодействие ван-дер-Ваальса. В результате оказывается, что при комнатной температуре пленки минимальной толщины галогенидов MX_2 сохраняют трехслойную структуру типа «сэндвича» (X-M-X), а пленки галогенидов MX переходят к DLHC-структуре типа «сэндвича» (X-M-M-X) [2, 3]. Таким образом, оба типа галогенидов соответствуют ван-дер-Ваальсовым системам уже на первой стадии формирования непосредственно после адсорбции галогена.

В данной работе продемонстрирован новый оригинальный способ создания 2D-пленок йодида меди галогенидов на поверхности Au(111), заключающийся в предварительном создании монослоя меди и последующего йодирования полученной системы Cu/Au(111).

Детали эксперимента и теоретических расчетов

Все эксперименты проводились в сверхвысоковакуумной установке с давлением остаточных газов не хуже $1{,}2\cdot10^{-10}$ Торр. В качестве подложки в работе использовался образец пиролитического графита, на который была напылена пленка золота толщиной 100 монослоев. Полученный образец содержал атомные террасы размером 1000–2000 Å, на которых отчетливо была видна реконструкция Au(111)–$(22\times\sqrt{3})$. Напыление меди проводилось с использованием самодельной миниатюрной ячейки. Напуск молекулярного йода проводился через капилляр, расположенный на расстоянии 2–3 см от поверхности образца. Температура образца при адсорбции йода и СТМ-измерениях составляла 300 K.

Теоретические расчеты проводились в рамках теории функционала плотности (ТФП) с использованием программного пакета VASP.

Результаты

На рис. 1 показаны предварительные данные по созданию пленки CuI на поверхности Au(111). На рис. 1, *а* представлено СТМ-изображение, полученное после напыления 1/3 монослоя меди на поверхность Au(111). Видно, что на террасах, в основном, присутствует реконструкция $22\times\sqrt{3}$. Вблизи атомных ступеней видны островки меди с нерегулярной реконструкцией.

Адсорбция йода на полученную систему приводит к значительным изменениям на поверхности. На СТМ-изображениях появляются островки, а участки чистой поверхности с реконструкцией $22\times\sqrt{3}$ исчезают.

На атомных террасах СТМ показывает наличие хорошо упорядоченной структуры 3×3 (рис. 1, *в*), межатомные расстояния в которой равны 2,89Å×3/2 = = 4,335Å. Данная величина близка к параметру решетки в гексагональной плоскости CuI (как для γ-, так и для β-фазы), равному 4,29 Å. На островках высотой 4–6 Å (в зависимости от напряжения сканирования) присутствует структура типа Муара (рис. 1, *г*), а межатомные расстояния оказываются близкими к параметрам CuI. В этой связи мы интерпретируем полученный результат как формирование пленок CuI, состоящих из одного или двух бислоев Cu-I.

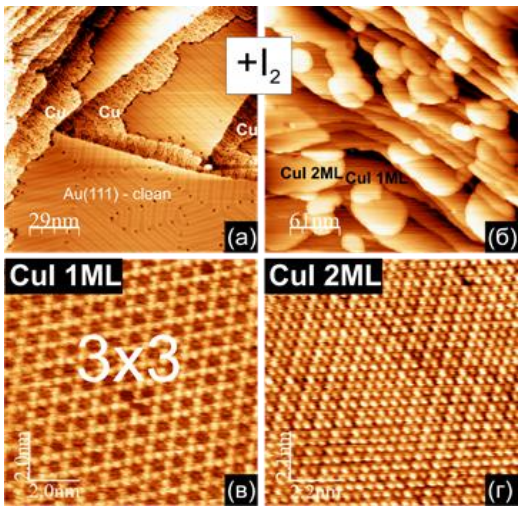


Рис. 1. СТМ-изображение: *а* – (1334×1334 Å, 300 К) поверхности Au(111) после осаждения 0,3 монослоя меди; *б* – (3000×3000 Å, 300 К) поверхности Au(111), покрытой пленкой йодида меди; *в* – (100×100 Å, 300 К) террасы из *б*. Отчетливо видна соразмерная структура 3×3 (*г*) (100× ×100 Å, 300 К) островка из *б*. Видна сверхструктура типа муара

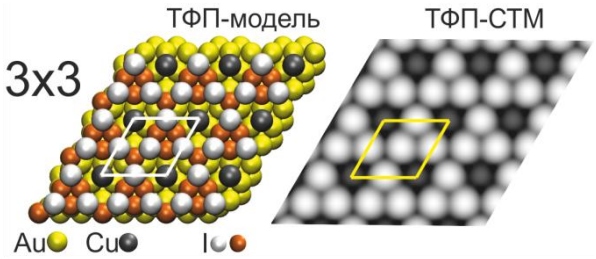


Рис. 2. Оптимизированная модель структуры 3×3, состоящей из одного бислоя Cu-I на поверхности Au(111) (слева). Теоретическое СТМ-изображение структуры 3×3 (справа)

На рис. 2 показана оптимизированная модель для одного бислоя Cu-I на поверхности Au(111). Видно, что положения атомов меди соответствуют г.ц.к. положениям на по грани Au(111), сильно отличаясь от положений в гексагональной решетке CuI. В то же время координаты атомов йода в плоскости, параллельной подложке, в целом соответствуют гексагональной решетке CuI. Теоретическое изображение структуры 3×3 отлично воспроизводит экспериментальное, что свидетельствует в пользу модели, представленной на рис. 2.

Моделирование структуры Муара на островках не проводилось ввиду большого размера элементарной ячейки.

Выводы

Таким образом, в работе показано, что тонкие пленки галогенидов металлов возможно создавать на поверхности Au(111) путем напыления соответствующего металла и последующего галогенирования. Использование золота в качестве подложки критично, так как формирование йодида золота при йодировании в условиях сверхвысокого вакуума не происходит.

Благодарности

Мы благодарны Межведомственному суперкомпьютерному центру РАН за предоставление вычислительных мощностей.

Литература

1. B. V. Andryushechkin, T. V. Pavlova, K. N. Eltsov // Surf. Sci. Rep. 2018. V. 73. P. 83–115.

2. Xingyong Huang, Luo Yan, Yong Zhou, You Wang, Hai-Zhi Song, and Liujiang Zhou // J. Phys. Chem. Lett. 2021. V. 12. P. 525−531.

3. B.V . Andryushechkin, G. M. Zhidomirov, K. N. Eltsov, Y. V. Hladchanka, A. A. Korlyukov // Phys. Rev. B. 2009. V. 80. P. 125409.

Особенности оже-электронных спектров тонких MAX-пленок $(Cr_{1-x}Mn_x)_2GeC$

Т. А. Андрющенко[1,*], С. А. Лященко[1], А. В. Лукьяненко[1], С. Н. Варнаков[1], С. Г. Овчинников[1,2], Д. В. Шевцов[1], И. А. Яковлев[1], О. А. Максимова[1,2]

[1]Институт физики им. Л. В. Киренского СО РАН, ул. Академгородок, 50/38, Красноярск, 660036
[2]Сибирский федеральный университет, пр. Свободный, 79, Красноярск, 660041
*ata12@iph.krasn.ru

В настоящей работе показаны особенности оже-электронных спектров тонких пленок MAX-фаз $(Cr_{1-x}Mn_x)_2GeC$. Вследствие смещения оже-пиков из-за накопления заряда при электронном облучении становится возможным обнаружить наличие кислорода в составе допированной марганцем пленки. Анализ формы углеродных пиков показывает присутствие графита или аморфного углерода как вторичной фазы для $(Cr_{1-x}Mn_x)_2GeC$.

Введение

MAX-фазы, общая формула которых имеет вид $M_{n+1}AX_n$ (где n = 1–4), представляют собой наслоистые карбиды или нитриды (X-элемент) переходных металлов (M-элемент), чередующиеся с атомным слоями A-элемента, которым преимущественно выступает элемент из XIII–XV групп периодической таблицы. Однако все большее число элементов оказывается включенным в класс этих материалов как на уровне теоретических предсказаний, так и с экспериментальным подтверждением [1].

Благодаря комбинации сильных ковалентных M-X-M и более слабых ионных M-A-M химических связей, данные вещества сочетают свойства металлов (высокие значения тепло- и электропроводности) и керамики (окислительная и коррозионная стойкость), что делает их перспективными кандидатами для использования в качестве термобарьерных покрытий, высокотемпературных омических контактов и солнечных элементов [2]. В свою очередь, атомно-слоистая структура MAX-фаз предоставляет возможность для их легкого расслоения путем удаления A-слоев, в результате чего образуются двумерные структуры, получившие название «максены» (англ. MXenes). К настоящему времени они находят потенциальное применение во многих отраслях – от биомедицины и тераностики до хранения энергии и катализа [3].

MAX-фазы, где в виде M-элемента выступают хром и/или марганец, представляют интерес для задач спинтроники и получения управляемых магнитных гетероструктур из-за ферро-, антиферро- или конкурирующего магнитного упорядочения [4–6]. В настоящей работе мы обратили свое внимание на MAX-фазы состава $(Cr_{1-x}Mn_x)_2GeC$. Тонкие пленки толщиной 10–100 нм при технологической концентрации x = 0, 0,25, 0,33 синтезировались на подложках MgO(111) при температуре около 850 °C методом магнетронного соосаждения в лаборатории магнитных MAX материалов ИФ СО РАН (созданной в рамках мегагранта, соглашение № 075-15-2019-1886.

В качестве in situ методики определения качественного состава получаемых тонких MAX-пленок [7–8] была использована оже-электронная спектроскопия. Измерения проводились с помощью электронного пучка с энергией 2500 эВ и диаметром менее 1 мм, направленного по нормали к поверхности образцов. Ток эмиссии электронов и ускоряющее напряжение составляли ~ 0,4 мкА и 550 В соответственно. Калибровочные оже-спектры были получены на тонких элементарных пленках хрома, марганца, германия и графита. Шаг записи оже-спектров составлял 0,2 эВ.

Для характеризации фазового и элементного состава полученных образцов были использованы рентгеноструктурный анализ (РСА) и рентгеноспектральный флуоресцентный анализ (РСФА). Оценка морфологии поверхности тонких пленок проводилась на основе снимков атомно-силовой микроскопии (АСМ), полученных с помощью NanoInk DPN 5000 с применением программного пакета Gwyddion.

Результаты

Ранее нами было обнаружено [8], что при облучении электронным пучком поверхности MAX-пленок Cr_2GeC происходит накопление электронного отрицательного заряда, что проявляется в виде смещения оже-пиков атомов химических элементов пленки в область больших энергий или искажения оже-спектров, которое делает невозможным их интерпретацию. Такое явление было обнаружено при анализе островковых пленок меди и серебра, осажденных на подложки из диэлектрического оксида магния [9–10], и влияние поверхностного отрицательного потенциала на оже-спектры наблюдалось уже при толщине островков 1,5 и 3 нм соответственно. В нашем случае оже-спектры десятинанометровых образцов не демонстрировали таких особенностей, и только для тонких пленок 40 и 100 нм накопление заряда имело место.

Для оже-спектров допированных марганцем тонких пленок $(Cr_{1-x}Mn_x)_2GeC$ (где x = 0,25, 0,33) также обнаруживается положительное смещение пиков вследствие аккумуляции электронного заряда. Так как наиболее вероятным способом переноса заряда между островками является проводимость через подложку, а не механизм туннелирования [11–12], дефекты, которые могут возникать на границе пленка/подложка в зависимости от условий подготовки подложки, могут служить причиной появления дополнительных энергетических уровней, выступающих в качестве электронных ловушек [9, 13].

На рис. 1 представлены оже-спектры поверхности тонких 40-нанометровых пленок $(Cr_{1-x}Mn_x)_2GeC$ при технологической концентрации x = 0 и 0,33. Как можно видеть, несмотря на положительное смещение

оже-пиков от элементов пленки, в составе обоих спектров присутствует пик с энергией около 510 эВ, что было интерпретировано как оже-сигнал от атомов подложки. Отсутствие смещения объясняется тем, что поверхность подложки, свободная от покрытия пленкой, не накапливает электронный заряд, что было объяснено процессом динамической саморегуляции в оксиде магния при облучении электронами [10].

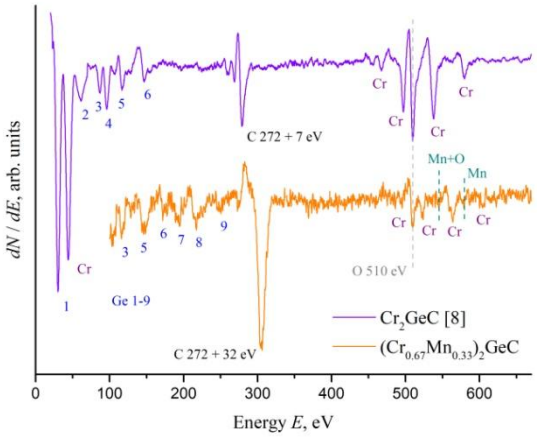


Рис. 1. Оже-электронные спектры Cr_2GeC [8] и $(Cr_{0,67}Mn_{0,33})_2GeC$

Смещение, вызванное накоплением заряда, имеет различные значения между образцами, и составляет около +7 и +32 эВ для Cr_2GeC и $(Cr_{0,67}Mn_{0,33})_2GeC$ соответственно. К настоящему времени анализ АСМ данных группы синтезированных тонких пленок MAX-фаз не показал корреляции между морфологией образцов [8, 14] и величиной поверхностного потенциала.

Пики *1–9* соответствуют оже-пикам германия [15–16]. Вблизи кислородного пика располагаются оже-пики, соответствующие сигналу от атомов хрома и марганца. В силу высокой интенсивности пика с энергией 543,4±0,1 эВ в составе спектра $(Cr_{0,67}Mn_{0,33})_2GeC$ он был интерпретирован как наложение оже-линий марганца и кислорода (514 и 510 эВ по калибровочным спектрам) [17–18]. Это свидетельствует о присутствии кислорода в анализируемом слое тонкой пленки, что, вероятно, является следствием окисления магнетронной мишени марганца.

Форма оже-пиков углерода показывает, что в тонкой пленке Cr_2GeC он представлен в виде карбида [19–20], что соответствует структуре MAX-фазы. Однако при анализе спектра пленки $(Cr_{0,67}Mn_{0,33})_2GeC$ обнаруживается, что углерод в ее составе присутствует в аморфной форме или в виде графита [21–22]. Однако его содержание не было обнаружено при рентгеноструктурном анализе.

Выводы

Синтезированные магнетронным соосаждением тонкие MAX-пленки $(Cr_{1-x}Mn_x)_2GeC$ (x = 0, 0,25 и 0,33) были исследованы методом оже-электронной спектроскопии. Для образцов толщиной от 40 нм наблюдается явление накопления отрицательного заряда при электронном облучении, что вызвано островковой морфологией пленки на диэлектрической подложке оксида магния. В силу того что непокрытая часть подложки не аккумулирует заряд, удается разделить оже-сигнал кислорода от подложки и самой пленки. Различия в форме оже-пиков углерода позволяют установить присутствие графита или аморфного углерода. Таким образом, оже-электронная спектроскопия выступает в качестве дополнительной методики анализа элементного и фазового состава тонких MAX-пленок.

Литература

1. M. Dahlqvist, M. W. Barsoum, and J. Rosen // Materials Today. 2023. In Press.
2. J. Gonzalez-Julian // Journal of the American Ceramic Society. 2021. V. 104(2). P. 659–690.
3. A. VahidMohammadi, J. Rosen, and Y. Gogotsi // Science. 2021. V. 372(6547). P. eabf1581.
4. A. S. Ingason, A. Mockute, M. Dahlqvist, F. Magnus, S. Olafsson, U. B. Arnalds, B. Alling, I. A. Abrikosov, B. Hjörvarsson, P. O. Å. Persson, and J. Rosen // Phys. Rev. Lett. 2013. V. 110. P. 195502.
5. A. Petruhins, A. S. Ingason, J. Lu, F. Magnus, S. Olafsson, and J. Rosen // J. Mater. Sci. 2015. V. 5. P. 4495–4502.
6. I. P. Novoselova, A. Petruhins, U. Wiedwald, Á. S. Ingason, T. Hase, F. Magnus, V, Kapaklis, J. Palisaitis, M. Spasova, M. Farle, J. Rosen, and R. Salikhov // Scientific Reports. 2018. V. 8. P. 2637.
7. Т. А. Андрющенко, С. А. Лященко, А. В. Лукьяненко, С. Н. Варнаков, С. Г. Овчинников // Письма в ЖТФ. 2023. Т. 49(14). С. 22–27.
8. T. A. Andryushchenko, S. A. Lyaschenko, S. N. Varnakov, A. V. Lukyanenko, I. V. Nemtsev, I. A. Yakovlev, D. V. Shevtsov, O. A. Maximova, and S. G. Ovchinnikov // Physics of Metals and Metallography. 2023. В печати.
9. P. J. Møller, J. He // Nuc. Ins. and Meth. in Phys. Res. Section B. 1986. V. 17(2). P. 137–140.
10. J. Cazaux, K. H. Kim, O. Jbara, G. Salace // J. of Applied Physics. 1991. V. 70(2). P. 960–965.
11. R. M. Hill // Proc. R. Soc. Lond. A. 1969. V. 309(1498). P. 377–395.
12. E. V. Vashchenko, I. A. Gladskikh, S. G. Przhibel'skiĭ, V. V. Khromov, and T. A. Vartanyan // Journal of Optical Technology. 2013. V. 80(5). P. 263–268.
13. C. C. Chang // Characterization of Solid Surfaces. 1974. P. 509–575.
14. A. S. Tarasov, S. A. Lyaschenko, M. V. Rautskii, A. V. Lukyanenko, T. A. Andryushchenko, L. A. Solovyov, I. A. Yakovlev, et al. // Processes. 2023. V. 11. P. 2236.
15. L. E. Davis, N. C. MacDonald, P. W. Palmberg, G. E. Riach, and R. E. Weber // Handbook of Auger Electron Spectroscopy (Physical Electronics, Minnesota). 1976. 253 p.
16. K. L. Wang and A. Joshi // Journal of Vacuum Science and Technology. 1975. V. 12(4). P. 927–932.
17. Y. Martynova, M. Soldemo, J. Weissenrieder, S. Sachert, S. Polzin, W. Widdra, S. Shaikhutdinov, and H.-J. Freund // Catalysis letters. 2013. V. 143. P. 1108–1115.
18. C. Y. Tang, K. Leung, R. T. Haasch, and S. J. Dillon // ACS Applied Materials and Interfaces. 2017. V. 9(39). P. 33968–33978.
19. M. D. Healy, D. C. Smith, R. R. Rubiano, N. E. Elliott, and R. W. Springer // Chemistry of Materials. 1994. V. 6(4). P. 448–453.
20. S. Danyluk // Scripta Metallurgica. 1979. V. 13. P. 857–862.
21. H. J. Steffen, C. D. Roux, D. Marton, and J. W. Rabalais // Physical Review. B. 1991. V. 44(8). P. 3981–3990.
22. S. T. Jackson, and R. G. Nuzzo // Applied Surface Science. 1995. V. 90(2). P. 195–203.

Влияние оптического излучения на резистивное переключение в наноразмерных мемристорных структурах на основе HfO_2/Co

Д. А. Антонов[1,*], Д. О. Филатов[1], И. Н. Антонов[1], А. В. Здоровейщев[2], В. А. Хабибулова[1], О. Н. Горшков[1]

[1]Нижегородский государственный университет им. Н. И. Лобачевского, пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603022
[2]Научно-исследовательский физико-технический институт, пр. Гагарина, 23, корп.3, Нижний Новгород, 603022
*antonov@phys.unn.ru

В работе рассмотрено влияние оптического излучения (λ = 660 нм) на резистивное состояние наноразмерных мемристорных структур на основе HfO_2/Co. В качестве верхнего прижимного электрода нанометровых размеров выступал проводящий зонд атомно-силового микроскопа (АСМ). Обнаружено, что несфокусированное лазерное излучение с интенсивностью более 250 мВт/см^2 может приводить к переключению мемристорной структуры из состояния с низким сопротивлением (СНС) в состояние с высоким сопротивлением (СВС). Обнаружен эффект подавления тока, протекающего через мемристорную структуру в СНС, при увеличении мощности лазерного излучения.

Введение

В последние годы проявился повышенный интерес к возможности управления резистивным переключением (РП) в мемристорах с помощью оптического излучения [1]. Внешний оптический сигнал может влиять на характеристики РП мемристора, т. е. мемристор может обладать способностью не только обнаруживать оптическую информацию и генерировать электрический отклик, но и запоминать ее, а также обрабатывать, используя нейроморфные алгоритмы, т. е. эмулировать процессы зрительного восприятия человеческого глаза.

Мемристоры на основе оксидов металлов вызывают особый интерес в связи с возможностью их интеграции в КМОП интегральные схемы на базе Si с целью использования для эмуляции синаптической пластичности при создании адаптивных или биоподобных вычислительных устройств, а также многоуровневых элементов памяти [2]. Общепринятым механизмом РП в оксидах металлов считается образование нитевидных проводящих каналов (филаментов), состоящих из цепочек вакансий кислорода, либо из катионов метала активного электрода (англ. Conductive Bridg, СВ тип РП). Площадь сечения филаментов составляет порядка 100 нм^2 [3]. В [4] сообщается о прозрачных мемристорных устройствах на основе ITO/HfO_2/ITO, чувствительных к видимому излучению. Эффект связывается с фотостимулируемой реконструкцией электрически сгенерированных дефектов.

Авторами работы методом атомно-силовой микроскопии (АСМ) было исследовано локальное РП в тонких пленках ZrO_2(Y) [5], HfO_2 на проводящих подложках с подслоем из ферромагнитного материала Ni. Установлено, что РП происходит путем формирования и разрыва филаментов СВ-типа из атомов материала металлического подслоя. В данной работе приводятся результаты экспериментальных исследований отклика резистивного состояния мемристорных структур нанометровых размеров, образованных прижимным контактом проводящего зонда АСМ к пленкам HfO_2/Co/ITO на стеклянных подложках (виртуальные мемристорные структуры), на оптическое воздействие излучением лазерного диода с длиной волны излучения 660 нм (рис. 1). Латеральный размер контакта АСМ-зонда к диэлектрику составлял

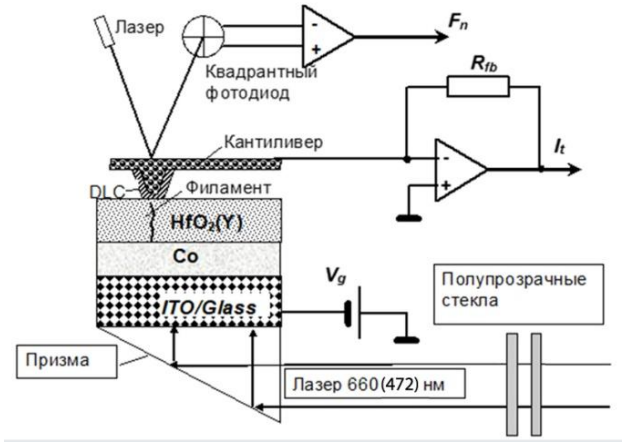


Рис. 1. Схема экспериментальной установки

менее 10 нм, что сопоставимо с размерами отдельных филаментов мемристорных устройств.

Методика эксперимента

Пленки HfO_2(Y) (~12% mol.Y_2O_3) толщиной ~10 нм формировались методом высокочастотного магнетронного осаждения на стандартных стеклянных подложках со слоем ITO толщиной ≈40 нм с предварительно осажденным на них методом электронно-лучевого испарения слоем Co толщиной ~ 10 нм. Исследование РП проводилось с помощью АСМ NT-MDT SolverPro. Проводящий АСМ-зонд марки DCP30 (TipsNano) выступал в качестве подвижного верхнего электрода нанометровых размеров (радиус кривизны острия ~ 100–200 нм) к пленкам HfO_2/Co. Излучение лазера мощностью до 1,5 Вт направлялось в область контакта АСМ-зонда к тонкопленочной структуре снизу через стеклянную подложку и прозрачный проводящий нижний электрод ITO. Интенсивность нефокусированного лазерного излучения изменялась посредством набора полупрозрачных стеклянных светофильтров и измерялась с помощью кремниевого фотодетектора 11PD100-Si (Standa Ltd).

Результаты

Устойчивое энергонезависимое РП, обнаруженное в исследованных структурах (рис. 2), связывается нами с разрушением и восстановлением отдельных проводящих филаментов под АСМ-зондом в диэлек-

трической пленке, содержащих атомы (катионы) активного электрода (Co), образующиеся в результате реакции анодного окисления на границе металл/диэлектрик [6].

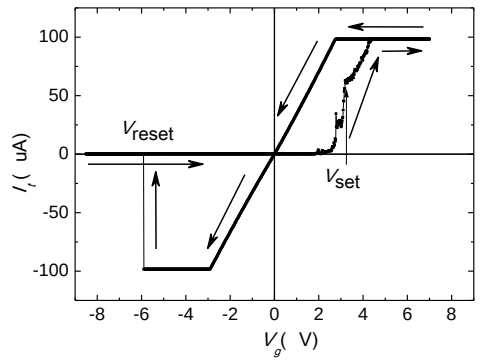


Рис. 2. Типичная циклическая ВАХ контакта АСМ-зонда к пленке HfO_2/Co/ITO на стеклянной подложке (ограничение тока на уровне ±100 мкА связано с ограничением предусилителя АСМ)

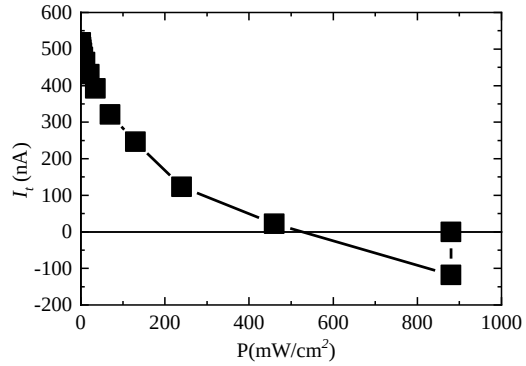


Рис. 3. Зависимость силы электрического тока, протекающего через виртуальную мемристорную структуру на основе HfO_2/Co/ITO на стеклянной подложке в СНС, от мощности оптического излучения (λ=660 нм); U_b = +0,02 В

При воздействии лазерного излучения на виртуальный мемристор в СНС был обнаружен эффект подавления электрического тока, протекающего через него, при увеличении мощности лазерного излучения (рис. 3). Эффект может быть связан с фотоионизацией глубоких уровней вблизи поверхности раздела HfO_2(Y)/Co, что приводит к возникновению фото-ЭДС и снижению напряженности электрического поля в слое HfO_2(Y). Когда фото-ЭДС становится по величине больше, чем внешняя ЭДС, происходит смена направления электрического поля в HfO_2(Y) (область отрицательных токов на рис. 3). Дальнейшее увеличение интенсивности оптического излучения приводит к переходу мемристорной структуры из СНС в СВС, что связывается нами с частичным разрушением филамента, вызванным термически и электрически индуцированной перестройкой атомов (катионов) активного электрода в филаменте [7].

Выводы

Продемонстрировано устойчивое энергонезависимое РП мемристорных структур нанометровых размеров, образованных контактом АСМ-зонда к пленкам HfO_2/Co/ITO на стеклянных подложках. Продемонстрирована чувствительность таких структур в СНС к оптическому излучению видимого диапазона (λ = 660 нм). Продемонстрирована возможность переключения мемристорных структур из СНС в СВС с помощью оптического излучения красного лазера (λ = 660 нм). Результаты данной работы могут быть использованы для разработки оптически переключаемых мемристоров, а также новых оптоэлектронных устройств, сочетающих в себе функции фотосенсоров и нейроморфных вычислительных устройств.

Финансирование

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ № 20-02-00830а и госзадания № ФСВР-2022-0009.

Литература

1. Photo-Electroactive Nonvolatile Memories for Data Storage and Neuromorphic Computing, Woodhead Publishing Series in Electronic and Optical Materials, edit by Su-Ting Han, Ye Zhou. Woodhead Publishing, 1st edition. 2020.

2. Resistive Switching: From Fundamentals of Nano-ionic Redox Processes to Memristive Device Applications, ed. by D. Ielmini and R. Waser. Wiley-VCH Verlag GmbH & Co. KGaA. 2016.

3. M. Lanza // Materials. 2014. 7. P. 2155–2182.

4. P. S. Kalaga, D. Kumar, D. S. Ang and Z. Tsakadze // IEEE Access. 2020. P. 91648–91652.

5. Д. А. Антонов, Д. О. Филатов и др. // ЖТФ. 2021. Т. 91, вып.10. С. 1474–1478.

6. M. Lubben, I. Valov // Adv. Electron. Mater. 2019. 1800933.

7. Emboras, A. Alabastri, et. al. // ACS Nano. 2018. 12. P. 6706−6713.

Совмещение методов атомно-силовой микроскопии и сверхбыстрой in situ нанокалориметрии в рамках создания «нанолаборатории на чипе» для изучения свойств сверхмалого количества вещества

А. Ф. Ахкямова*, А. Ф. Абукаев, А. П. Мельников, И. И. Рулев, Д. А. Иванов

Национальный исследовательский технологический университет МИСИС, Ленинский проспект, 4, с. 1, Москва, 119049
azigy@mail.ru

В работе рассмотрена технология совмещения методов атомно-силовой микроскопии и сверхбыстрой in situ нанокалориметрии. Представлено описание разработанного держателя образца для крепления в атомно-силовой микроскоп. Установлено влияние кантилевера и его температуры при введении в активную область нанокалориметрического сенсора на процессы измерения.

Бурное развитие наук о материалах предъявляет все более жесткие требования к развитию методов физико-химической характеризации, в частности к созданию новых приборных платформ, позволяющих проводить одновременно несколько видов экспериментов в режиме реального времени. Интерес представляют также методы исследования образцов с массой менее миллиграмма, что актуально для случаев, когда либо количество исследуемого образца ограничено, либо наработка значительного количества образца связана с высокими затратами. Примером могут служить лекарственные препараты с относительно высокой стоимостью синтеза, или высокоэнергетические материалы, увеличение количества которых в эксперименте может значительно ужесточить требования к технике безопасности.

В данной работе описана экспериментальная установка для проведения совмещенных исследований методами сверхбыстрой калориметрии на чипе (нанокалориметрии) [1, 2] и атомно-силовой микроскопии для изучения свойств полимерных материалов. Разработана методика калибровки нанокалориметрического сенсора при введении зонда АСМ для проведения in situ измерений при различных температурах.

Результаты

Для реализации экспериментов по изучению морфологии и теплофизических свойств полимеров разработана платформа для совмещения атомно-силовых микроскопов (АСМ) и нанокалориметра, с помощью специально разработанного держателя.

Используя данный держатель, образец исследуемого материала, в данном случае поли(триметилентерефталата), размещают в активной зоне нанокалориметрического сенсора, затем чип с образцов крепится к PCB-коннектору и к разработанному держателю с помощью лапки-фиксатора. Далее модуль подключается к контрольно-измерительному блоку нанокалориметра и располагается на предметном столике АСМ. Над образцом располагается управляющая головка АСМ и происходит совмещение кантилевера АСМ с активной зоной нанокалориметрического сенсора.

Для проведения экспериментов по изучению полимерных и других материалов было необходимо установить влияние кантилевера и его температуры на процессы измерения. Вокруг образца на активной зоне существует сфера горячего воздуха. При введении холодного кантилевера в данную систему, находящуюся при изотермической температуре, происходит изменение температуры, которое необходимо зарегистрировать.

Начало эксперимента соответствовало изотерме при 200 °C и расстоянию от кантилевера до поверхности сенсора в 2 микрона, затем начинался автоматический подвод кантилевера к поверхности сенсора до достижения контакта с поверхностью с шагом в 50 микрон. Данный эксперимент был проведен для температур 50, 100, 150 и 200 °C. Для каждой из температур был рассчитан температурный скачок. Максимальный скачок составлял 37,2 °C.

Выводы

Исходя из полученных данных можно сделать вывод, что часть энергии в системе тратится на нагрев холодного кантилевера, локально снижая температуру активной области сенсора. Это может служить существенным недостатком при измерении свойств материалов в in situ экспериментах. Однако данный скачок температуры в системе является быстрым одномоментным скачком и не дестабилизирует систему. В свою очередь, можно предположить, что данный скачок возможно измерить для различных температурных режимов и на основе полученных данных провести температурную калибровку сенсора с помощью эталонных образцов. Используя данную калибровку, в дальнейшем можно будет точно определить реальную температуру образца в активной области сенсора, находящегося в контакте с кантилевером.

Финансирование

Работа выполнена при финансовой поддержке программы стратегического академического лидерства «Приоритет-2030» № К1-2022-035.

Литература

1. L. H. Allen, G. Ramanath, S. L. Lai, Z. Ma, S. Lee, D. D. J. Allman, K. P. Fuchs // Appl. Phys. Lett. 1994. V. 64 (4). P. 417–419.

2. S. L. Lai, G. Ramanath, L. H. Allen, P. Infante, Z. Ma // Appl. Phys. Lett. 1995. V. 67 (9). P. 1229.

3D-свойства носителей для доставки дцРНК в растительные клетки

А. И. Ахметова[1,2,*], Е. В. Попова[1,2], В. Е. Тихомирова[1,2], И. Ю. Ильина[1], О. А. Кост[1,2], И. В. Яминский[2]

[1]Институт биоорганической химии им. академиков М. М. Шемякина и Ю. А. Овчинникова РАН, ул. Миклухо-Маклая, 16/10, корп. 1, Москва, 117198
[2]МГУ им. М. В. Ломоносова, физический и химический факультеты, Ленинские горы, 1, Москва, 119991
*akhmetovaai@my.msu.ru

В работе исследовались носители для доставки дцРНК в растительные клетки для РНК-интерференции. С помощью атомно-силовой микроскопии охарактеризованы CaP-частицы и хитозановые частицы. Проведено исследование взаимодействия дцРНК с носителями методом АСМ. Показана возможность образования комплексов дцРНК с носителями на основе хитозана, которая обеспечивается взаимодействием дцРНК с положительно заряженными аминогруппами хитозана.

Введение

РНК-интерференция (РНКи) – это консервативный внутриклеточный процесс, который обеспечивает регулирование экспрессии генов, не изменяя хромосомной первичной структуры целевых генов, но способен значительно ослаблять экспрессию генов и приводить к определенным изменениям фенотипа клеток и целых организмов [1]. В ходе РНКи двухцепочечные РНК (дцРНК) процессируются рибонуклеазой в малую интерферирующую РНК (миРНК) или микроРНК (миРНК). Эти малые РНК включаются в РНК-индуцированный комплекс, который обеспечивает расщепление, дестабилизацию или затруднение трансляции любых гомологичных мРНК [2]. В результате мРНК разрушаются, или предотвращается их эффективная трансляция. Для доставки дцРНК наиболее простым методом является опрыскивание листа, но внешние факторы могут повлиять на процесс проникновения. Поэтому для доставки зачастую используют носитель, который связывается с дцРНК, способствует стабильности биомолекулы, при этом сам носитель может не проникать в клетку. Задача носителя – доставка дцРНК до клетки. В качестве носителей могут использоваться золотые наночастицы, ПАВ, кальций-фосфатные, хитозановые частицы, кремнеземы, глины и т. д. Наиболее важное условие – небольшой размер (до 50 нм) для носителя [3]. Разработка биосовместимых, биодеградируемых нанoплатформ, обеспечивающих защиту регуляторных РНК и их эффективное проникновение в клетки растений, по-прежнему является актуальной задачей, без решения которой широкое применение РНК-технологий в практике растениеводства невозможно.

В данной работе мы изучили частицы на основе фосфата кальция и хитозана для оценки возможности их использования в качестве носителей дцРНК методами просвечивающей электронной микроскопии (ПЭМ) и атомно-силовой микроскопии (АСМ).

Атомно-силовую микроскопию проводили на СЗМ ФемтоСкан (Центр перспективных технологий, РФ). Сканирование проводилось на воздухе в резонансном режиме кантилевером NSG10. В качестве подложки была выбрана свежесколотая слюда. Обработка результатов проведена в программном обеспечении ФемтоСкан Онлайн, которое позволяет создавать трехмерные изображения, строить контурную длину, проводить фильтрацию, обработку изображений и выполнять необходимые количественные вычисления: площадь, объем, периметр, наибольшую высоту, шероховатость объекта. Для исследования комплексов наносили на подложку 0,5 мкл образца дцРНК:носитель в соотношении 1:5.

Просвечивающую электронную микроскопию проводили на электронном микроскопе JEOL JEM-1400 120 кВ, оснащенном источником электронов LaB_6. Снимки были сделаны камерой Gatan Rio 9.

Результаты

С помощью АСМ и ПЭМ был проведен морфометрический анализ носителей. Для каждого образца отбирались 2D- и 3D-изображения частиц, далее с помощью ПО ФемтоСкан Онлайн определялись значения параметров:

- P – периметр, длина границы объекта в плоскости XY,
- S – площадь, занимаемая объектом в проекции на плоскость XY,
- RMS – дисперсия высоты объекта (шероховатость),
- H – максимальная высота объекта,
- $\langle H \rangle$ – средняя высота объекта,
- D – средний диаметр объекта.

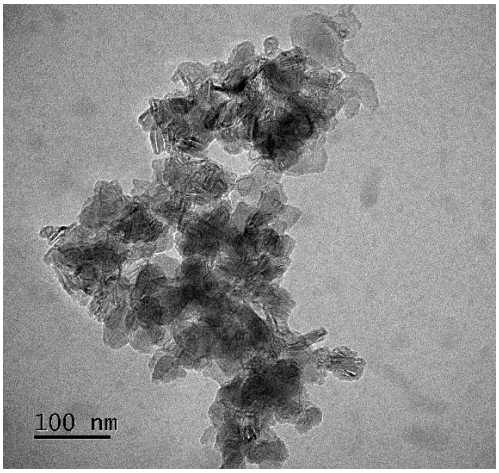


Рис. 1. ПЭМ-изображение хитозановых частиц

На рис. 2 представлено АСМ-изображение хитозановых частиц. Характерный диаметр хитозановых частиц составил 270±22 нм, максимальная высота

20±5 нм, средняя высота 14±4 нм. Шероховатость хитозановых частиц 4±1.

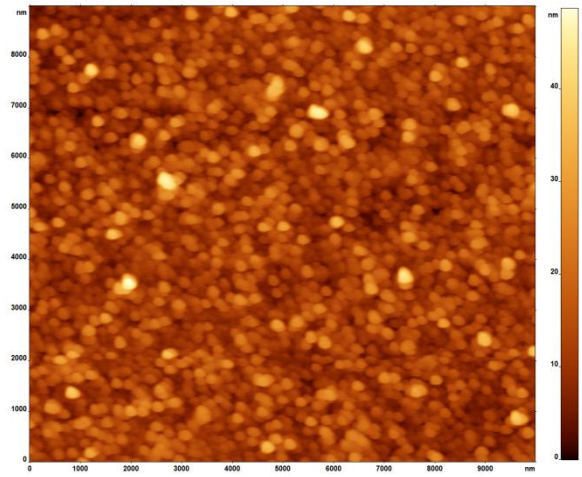


Рис. 2. АСМ-изображение хитозановых частиц

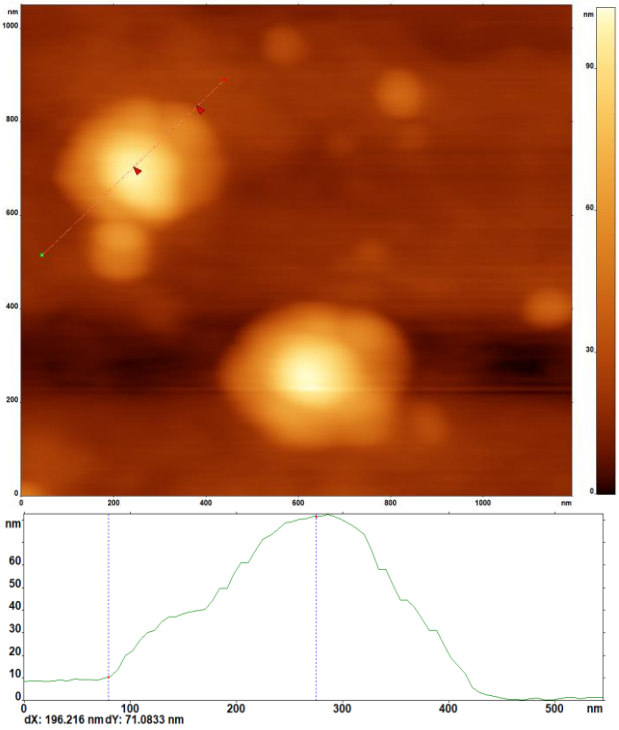


Рис. 3. Изображение комплексов хитозановых частиц с дцРНК и сечение

С помощью АСМ была подтверждена способность хитозановых частиц образовывать комплексы с дцРНК (рис. 3). Морфология наблюдаемых объектов значительно изменилась по сравнению с контрольными образцами хитозановых частиц. Среднее значение диаметра увеличилось до 284±56, максимальная высота увеличилась в три раза до 63 ±5 нм, а средняя высота в два раза – до 32 ±3 нм. Шероховатость комплексов увеличилась в три раза до 15±6 нм. При этом размеры частиц в комплексах с дцРНК (P, S, H, <H>) увеличились по сравнению с контрольным образцом хитозановых частиц. На рис. 3 радиус комплекса составил 200 нм, высота – около 80 нм.

Выводы

Получен морфологический профиль потенциальных носителей – частиц на основе фосфата кальция и хитозана для оценки. Образцы носителей охарактеризованы методами ПЭМ и АСМ. Характер распределения CaP-частиц в присутствии дцРНК по поверхности подложки и их морфология не изменились по сравнению с контрольным образцом CaP-частиц.

Продемонстрирована возможность образования комплексов дцРНК с хитозановыми частицами. Топография полученных комплексов охарактеризована с помощью АСМ: при взаимодействии частиц с дцРНК морфология образца изменялась, а размеры и шероховатость наблюдаемых объектов увеличивались, что может свидетельствовать об образовании комплексов хитозановых частиц с дцРНК. Таким образом, хитозановые частицы могут являться перспективными носителями для доставки дцРНК в клетки растений.

Финансирование

Исследование выполнено при финансовой поддержке РНФ (проект № 23-74-30003).

Благодарности

Образцы носителей синтезированы на кафедре химической энзимологии химического факультета МГУ им. М. В. Ломоносова (регистрационная тема 121041500039-8).

Литература

1. С. Ю. Морозов, А. Г. Соловьев, Н. О. Калинина, М. Е. Тальянский // Acta Naturae. 2019. 11. С. 13–21.

2. R. C.Wilson, J. A. Doudna // Annu. Rev. Biophys. 2013. 42. P. 217–239.

3. J. Yong, R. Zhang, S. Bi, P. Li, L. Sun, M. Neena, B. J. Carroll, Z. P. Xu // Plant Physiol. 2021. V. 2. P. 886–899.

Строение и локальные особенности адсорбционных свойств нанесенных наночастиц никеля

Д. Т. Баймухамбетова[1,2], А. К. Гатин[1], С. Ю. Сарвадий[1,*], М. В. Гришин[1]

[1]Институт химической физики им. Н. Н.Семенова РАН, ул. Косыгина, 4, Москва
[2]Московский физико-технический институт (национальный исследовательский университет), ул. Керченская, 1 А, корп. 1, Москва, 117303
*sarvadiy15@mail.ru

В работе методами сканирующей туннельной микроскопии и спектроскопии (СТМ/СТС) исследованы локальные адсорбционные свойства наночастиц никеля по отношению к молекулярному кислороду. Наночастицы синтезировали методом пропитки на поверхности химически инертного высокоориентированного пиролитического графита (ВОПГ) с угловым разбросом осей с-кристаллитов 0,8°. В качестве прекурсора был использован водный раствор нитрата никеля $Ni(NO_3)_2$ с концентрацией металла 2,5 мг/л. Раствор прекурсора наносили на очищенную поверхность ВОПГ, представленную атомно-гладкими террасами С(0001). После высыхания раствора образцы помещали в камеру СТМ, где их прокаливали в условиях сверхвысокого вакуума при температуре 700 К в течение 28–30 ч. Исследование топографии образца показало, что наночастицы имеют округлую, полусферическую форму. Статистика, вычисленная по нескольким снимкам (рис. 1–3), показывает, что латеральные размеры частиц лежат в диапазоне 1–10 нм, пик распределения находится в окрестности 4,5–5 нм.

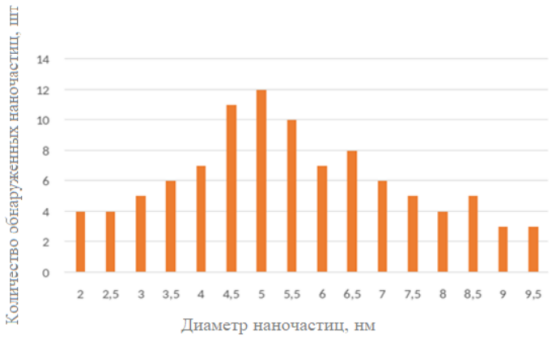


Рис. 1. Распределение наночастиц по размеру

Показано, что экспозиция образца, содержащего наночастицы никеля, в O_2 (200 Л) приводит к образованию на поверхности никеля слоя оксида, с характерной величиной запрещенной зоны 1,1–1,8 эВ, причем его пространственное распределение на поверхности наночастиц существенно неоднородно. Ранее опубликованные работы по окислению наночастиц никеля при больших экспозициях не свидетельствовали о неоднородной структуре окисления. Данная же работа показала, что при малых экспозициях оксид формируется только в области, максимально удаленной от границы раздела Ni-C, т. е. в верхней части наночастицы. По периметру формируется область, где наночастица сохраняет прежнюю электронную структуру металлического типа.

Такая пространственная неоднородность вызывается особенностями образования устойчивого адсорбционного комплекса Ni-Oads на поверхности наночастиц. Показано, что различие в локальных адсорбционных свойствах обусловлено специфическим вкладом заряда наночастицы и деформации ее атомной

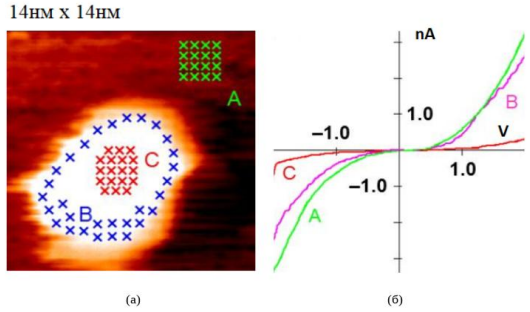


Рис. 2. Топографический снимок наночастицы (после окисления при экспозиции 200 л) с указанием областей измерения ВАХ (*а*): А – графитовая подложка, В – периферическая область наночастицы, С – центральная область наночастицы; *б* – измеренная в областях А, В и С ВАХ наночастицы

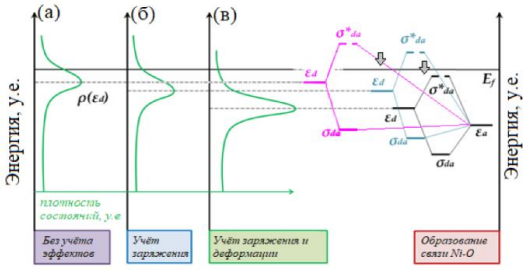


Рис. 3. Иллюстрация комбинирования метода молекулярных орбиталей и приближения Ньюнса – Андерсена: *а* – диаграмма без учета эффектов заряжения и деформации, *б* – смещение пика при учете заряжения от подложки, *в* – смещение пика при учете заряжения от подложки и деформации сжатия

решетки вблизи границы Ni-C. Вклад каждого фактора в образование связи Ni-Oads может быть качественно описан в рамках модели хемосорбции Ньюнса – Андерсона. В рассматриваемой модели совмещены модель зонной структуры твердого тела и квантово-химический метод молекулярных орбиталей. Поскольку никель является переходным металлом, *d*-зона наночастиц никеля заполнена не полностью. Ее центр расположен близко к центру *s*-зоны, а разрыхляющие σ*da и σ*sa орбитали заполняются или опустошаются почти одновременно. Таким образом, энергия связи Ni-Oads уменьшается за счет эффективного заполнения состояний *d*- и *s*-зон, вызванного избыточным электронным зарядом и сжатием атомной решетки наночастицы вблизи границы раздела Ni-C.

Таким образом, образование стабильного комплекса Ni-Oads происходит в верхней части наночастицы никеля, где вклад деформаций решетки отсутствует, а вклад отрицательного заряда недостаточен для предотвращения адсорбции.

Работа выполнена при поддержке гранта РНФ № 21-73-20010.

Зависимость изменения доменной структуры планарной Ni-микрочастицы от ее латеральных размеров и действия одноосных механических напряжений

Н. И. Нургазизов*, Д. А. Бизяев, А. А. Бухараев, А. П. Чукланов

Казанский физико-технический институт им. Е. К. Завойского РАН, Сибирский тракт 10/7, Казань, 420029
*niazn@mail.ru

В работе рассмотрено влияние на доменную структуру квадратной Ni-микрочастицы действующего на нее одноосного механического напряжения и ее латеральных размеров. Моделирование доменной структуры микрочастицы в программе OOMMF показало, что сохранение ее четырехдоменной структуры в наибольшем диапазоне механических напряжений происходит при латеральных размерах около 300 нм. Однако, как показали проведенные МСМ-измерения, при использовании стандартных коммерческих зондов можно численно оценить изменения в доменной структуре только для микрочастиц размером 1,3 мкм и больше.

Введение

В последнее время происходит развитие одного из направлений физики магнитных явлений, называемого стрейнтроника (от английского слова «strain» – растяжение) [1], которое рассматривает проблемы, связанные с возможностью управления магнитными свойствами микро- и нанообъектов при помощи создаваемых в них одноосных механических напряжений. Одна из проблем стрейнтроники связана с возможностью контроля над одноосным механическим напряжением (измерение его величины и направления), посредством которого осуществляется управление магнитной структурой таких объектов. Для решения этой проблемы нужна тестовая структура (сенсор), сопоставимая по своим размерам с исследуемыми структурами. Магнитная структура такого сенсора должна однозначно зависеть от действующего на нее напряжения и легко поддаваться расшифровке при исследовании разными методами.

Наиболее подходящей на роль такого сенсора, с нашей точки зрения, может стать планарная квадратная микрочастица, изготовленная из ферромагнитного материла. Как было показано нами ранее, по изменению доменной структуры такой микрочастицы можно судить о механическом напряжении, действующем на микрочастицу [2]. При этом, чем меньше размеры используемой микрочастицы, тем больше разрешающая способность такого микросенсора. В данной работе мы рассмотрели пределы возможного снижения латеральных размеров такого микросенсора на примере квадратных никелевых (Ni) микрочастиц, при условии, что для регистрации ее магнитной структуры используется магнитно-силовая микроскопия (МСМ).

Результаты

Было проведено моделирование доменной структуры Ni-микрочастицы при действии на нее одноосных механических напряжений при помощи OOMMF [3]. При расчетах варьировалось два параметра – латеральный размер микрочастицы и константа анизотропии, которая пропорциональна наведенному напряжению. Высота микрочастицы принималась равной 20 нм. Для микрочастиц размером свыше 150 нм при отсутствии напряжений микрочастица состоит из четырех одинаковых по размеру треугольных доменов (так называемая структура Ландау). Под действием механического напряжения происходит увеличение размера двух доменов и между ними образуется доменная стенка, длина которой (L) пропорциональна механическому напряжению и по которой с помощью МСМ-измерений можно определить величину этих напряжений [2]. При этом удобнее использовать не абсолютную длину доменной стенки, а безразмерную величину, приведенную к латеральному размеру микрочастицы. Одной из задач моделирования было определить диапазон напряжения, при котором происходит изменение L. Сверху это напряжение ограничено переходом магнитной структуры микрочастицы в однодоменное состояние. Результаты моделирования доменной структуры микрочастицы в зависимости от ее размера и действующего напряжения приведены на рис. 1. Согласно полученным данным наибольшее напряжение (около 300 МПа), необходимое для перехода микрочастицы из четырехдоменного в однородно намагниченное состояние, наблюдается при ее латеральном размере около 300 нм.

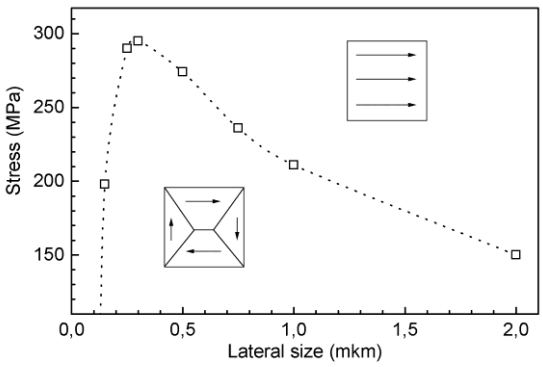


Рис. 1. Зависимость величины одноосного напряжения, при котором формируется однородная намагниченность, от латерального размера Ni-микрочастицы

Соответственно, можно было бы предположить, что микрочастицы такого размера могли бы стать оптимальными микросенсорами для детектирования действующего механического напряжения. Однако, если проанализировать изменение длины доменной стенки в зависимости от действующего напряжения, то оказывается, что размеры доменов в таких микрочастицах изменяются очень слабо – всего лишь в диапазоне 0,3–0,4 (рис. 2). Это связано с конечными размерами доменной стенки и отношением этого раз-

мера к размеру микрочастицы. Согласно результатам моделирования количественно оценить изменение доменной структуры можно на микрочастицах с латеральными размерами свыше 500 нм. При этом диапазон изменения L составляет 0,2–0,5 при диапазоне напряжений 50–270 МПа.

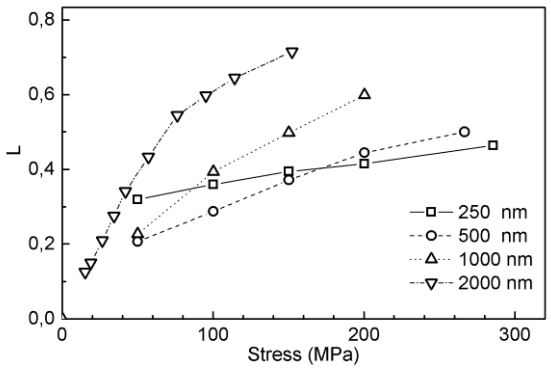


Рис. 2. Зависимость L от величины одноосного механического напряжения и размера Ni-микрочастицы

Для экспериментальной проверки полученных результатов были созданы квадратные Ni-микрочастицы различных размеров на поверхности трибората лития (LiB_3O_5, далее LBO). Для этого использовалась зондовая литография, с помощью которой в ПММА формировалась маска для напыления микрочастиц и lift-off-технология.

Ранее нами было показано, что одноосные напряжения в микрочастицах можно создавать путем изменения температуры монокристаллической подложки, имеющей разные коэффициенты термического расширения по разным кристаллографическим осям [2]. LBO подложки позволяли создавать в Ni-микрочастицах напряжения около 16 МПа/К. Таким образом, для проведения исследований было достаточно диапазона всего 20 °C.

Для проведения МСМ-измерений использовались стандартные зонды типа Multi75M-G (BudgetSensor) и низкомоментные зонды FMG01 (ScanSens). На микрочастицах размером 0,5 мкм не удалось получить МСМ-изображения, которые можно было бы использовать для корректной интерпретации доменной структуры. МСМ-изображения, полученные на 0,8 мкм микрочастицах, позволили сделать выводы о их доменной структуре. В отсутствие механических напряжений, как и ожидалось, у микрочастиц наблюдалась четырехдоменная структура (рис. 3). При растяжении микрочастицы происходит увеличение размера двух доменов, направление намагниченности которых перпендикулярно растяжению. Однако корректно определить L при увеличении механического напряжения довольно сложно (см. рис. 3). Поэтому величина действующего на частицу напряжения также не может быть оценена корректно. Возможно использование специальных зондов (например, с ферромагнитной нанопроволокой на кончике иглы) позволит получать на таких микрочастицах количественные параметры, характеризующие изменение доменной структуры.

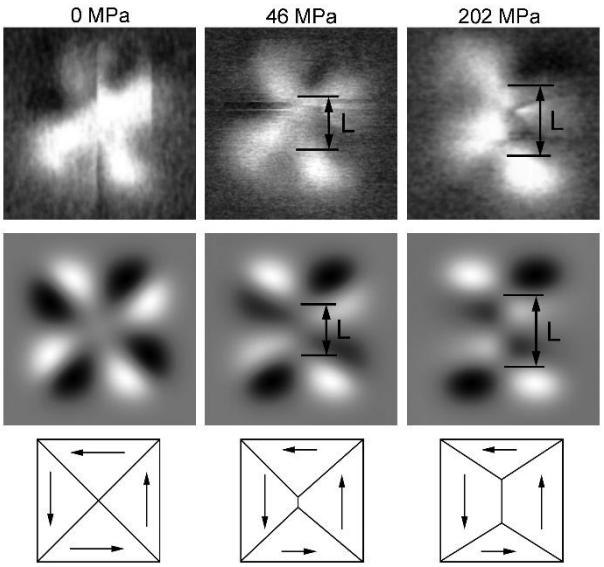


Рис. 3. Экспериментальные (вверху) и модельные (в середине) МСМ-изображения Ni-микрочастицы 0,8 мкм, полученные при разных значениях действующего механического напряжения, и схема ее доменной структуры (внизу). Размер скана 1,2×1,2 мкм

Численно оценить изменение L удалось только на микрочастицах с латеральными размерами 1,3 мкм и больше. На этих микрочастицах наблюдалось изменение L при изменении величины действующего механического напряжения.

Выводы

Таким образом, для детектирования одноосных механических напряжений МСМ-методами с использованием стандартных магнитных зондов можно использовать квадратные Ni-микрочастицы с латеральными размерами 1,3 мкм и больше. При этом, согласно теоретическим расчетам, четырехдоменная структура (необходимая для количественной оценки действующего механического напряжения) в микрочастицах сохраняется и при меньших латеральных размерах (вплоть до 150 нм). Однако при этом она очень слабо зависит от действующего на микрочастицу механического напряжения.

Финансирование

Работа выполнялась в рамках государственного задания ФИЦ КазНЦ РАН.

Литература

1. А. А. Бухараев, А. К. Звездин, А. П. Пятаков, Ю. К. Фетисов // УФН. 2018. Т. 188. С. 1288–1330.

2. Н. И. Нургазизов, Д. А. Бизяев, А. А. Бухараев и др. // ФТТ. 2022. Т. 64, № 9. С. 1316–1323.

3. M. J. Donahue and D. G. Porter // OOMMF User's Guide (http://math.nist.gov/oommf).

Актуальные решения атомно-силовой микроскопии и спектроскопии для применений в науке и промышленности от микро- и наноэлектроники до биологии и медицины от NT-MDT

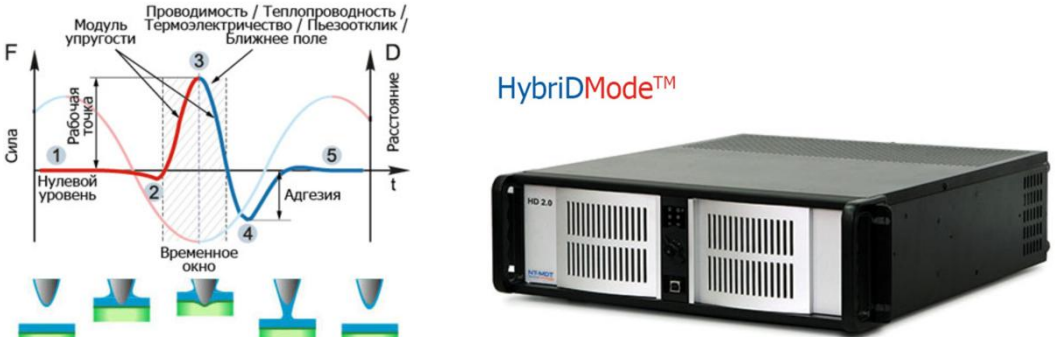
В. А. Быков, Ан. В. Быков, А. А. Быков, Ю. А. Бобров, В. В. Котов, С. И. Леесмент, В. В. Поляков

ООО «НТ-МДТ», Москва

Сканирующая зондовая микроскопия (СЗМ) возникла в начале 80-х годов 20-го века. Существенное развитие рынка СЗМ началось после изобретения сканирования вибрирующим на резонансной частоте кантилевером («теппинг»-мода). В последние годы были разработаны системы адаптивной логики, позволяющие создавать приборы с элементами искусственного интеллекта, что существенно снижает требования к уровню пользователя приборов. Уже в настоящее время в функциях приборов введена возможность быстрого, автоматического подбора параметров сканирования в «теппинг»-моде, что делает атомно-силовые микроскопы нашей компании доступными для технологов, материаловедов и даже школьников, дает возможность получать высококачественное изображение топографии поверхности.

Современные модели наших АСМ NT-MDT позволяют полностью автоматически настраивать параметры сканирования в полуконтактной АСМ (модуль ScanTronic): амплитуда колебаний кантилевера, значение рабочей амплитуды колебаний, коэффициент усиления обратной связи, скорость сканирования.

Разработан мощный модуль комплексного анализа поверхности – HibriDmode или Прыжковая АСМ (рис. 1); https://www.ntmdt-si.ru/products/afm-features/hybrid-mode).



а *б*

Рис. 1. Принцип регистрации свойств (*а*) и контроллер для реализации HibriDmode (*б*)

Для исследования фрагментов интегральных схем создана мощная система – сканирующий зондовый микроскоп ВЕГА, позволяющий работать с объектами площадью 200×200 мм^2 и при этом получать атомарное разрешение, эффективно и многократно производить исследования фрагментов интегральной схемы в различных участках пластины (https://www.ntmdt-si.ru/products/atomic-force-microscopes/vega).



Рис. 2. АСМ ВЕГА

К настоящему времени АСМ ВЕГА успешно эксплуатируется в нескольких предприятиях и университетах России (физический факультет МГУ). Система термостабилизирована с точностью до 0,05 град. И защищена от внешних шумов и вибраций, что обеспечивает успешную работу прибора в условиях производств и лабораторий.

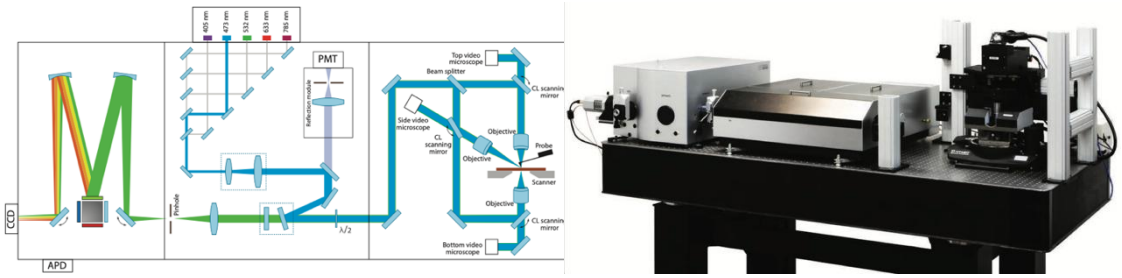


Рис. 3. Схема и фотография прибора СПЕКТРА-2
https://www.ntmdt-si.ru/data/media/files/products/ntegra/Spectra-II/Spectra-II_A4_en_web_spreads.pdf

Для исследования объектов в комбинированных режимах атомно-силовой микроскопии и спектроскопии, в том числе комбинационного рассеяния (рамановская спектроскопия) разработана новая система – СПЕКТРА-2 (рис. 3), позволяющая работать вплоть до 5 лазерами.

Методика информативна для изучения, в том числе сегнетоэлектриков, предельно тонких углеродных материалов – графены, углеродные нанотрубки, слоистые полупроводники, а также квантовых точек, нанопроволок и других материалов, активных в комбинационном рассеянии.

Можно уверенно констатировать, что к настоящему времени в России выполнены разработки и организовано производство практически полного, за исключением сверхвысоковакуумных СЗМ, комплекса приборов и методов для исследования микро- и наноструктур с использованием СЗМ. Для лабораторий созданы приборы линии ИНТЕГРА, для системы образования в школах и колледжах – бюджетные, но достаточно мощные НАНОЭДЬЮКАТОРы и СОЛВЕР-НАНО, а для исследовательских работ – приборы, кратко описанные в настоящей статье. Следует отметить, что развитие наноэлектроники, создание новой элементной базы дают возможность дальнейшего совершенствования приборов, все более и более внедрять системы искусственного интеллекта в программное обеспечение с раскрытием возможностей развивающейся элементной базы контроллеров, срок морального старения которых сегодня составляет около 5 лет.

Реализация самодельного настольного лабораторного литографа

А. А. Галиуллин[1,*], А. И. Дулебо[2], М. В. Пугачев[2], А. Ю. Кунцевич[2]

[1]НИУ «Высшая школа экономики», ул. Мясницкая, 20, Москва, 101000
[2]Физический институт им. П. Н. Лебедева РАН, Ленинский пр., 53, Москва, 119991
*1233550v@mail.ru

В данной работе представлена самодельная проекционная литографическая установка, разработанная для передачи изображения с МЭМС-матрицы DLP (цифровой обработки света) проектора в поле зрения объектива микроскопа. Подложка, покрытая фоторезистом, подвергается экспозиции с использованием синего света с длиной волны 450 нм. Для калибровки устройства и настройки фокусных расстояний используется красный светодиод, не воздействующий на фоторезист. Подвижная платформа, на которой располагается подложка, позволяет перемещать после экспозиции, обеспечивая экспонирование подложек размером 1×1 см с разрешением в несколько микрометров. Предложенная установка демонстрирует разрешение 2 мкм для одного кадра экспозиции размером 200×100 мкм и разрешение 5 мкм для области 1×1 см с сшивкой полей. Скорость экспозиции, составляющая приблизительно 1 мм²/100 с, оказывается достаточной для разнообразных задач лабораторного прототипирования. Эта система приносит существенные преимущества благодаря использованию доступных и экономичных компонентов, повышая тем самым ее доступность для широкого круга пользователей. Скорость и разрешение экспозиции соответствуют требованиям лабораторного прототипирования в областях 2D-материалов, квантовой оптики, сверхпроводниковой микроэлектроники, микрофлюидики и биологии.

Введение

Проекционная масочная фотолитография широко применяется в микроэлектронике для создания интегральных схем и других микроэлементов. Большинство коммерческих литографов предназначены для подложек диаметром более 50 мм, что требует дорогостоящей точной механики для обеспечения субмикронной точности литографии на всей площади. В лабораторном прототипировании, особенно в областях 2D-материалов [1], сверхпроводящей микронаноэлектроники [2], квантовой оптики [3], микрофлюидики [4] и биологии [5], масочная литография менее удобна из-за необходимости создания различных уникальных дизайнов масок.

Безмасочная проекционная литография является перспективной технологией для лабораторных применений, позволяя экспонировать произвольные топологические рисунки, аналогично лазерной литографии. В продаже существуют безмасочные проекционные литографы, основанные на DMD (цифровых микрозеркальных устройств), однако и эти варианты имеют избыточные характеристики для лабораторных нужд, которые требуют более дешевых и простых решений.

В работе представлен самодельный проекционный литограф на основе конструкции микроскопа, который передает изображение матрицы DMD в поле зрения микрообъектива, где находится подложка, покрытая фоторезистом. Это позволяет экспонировать произвольные топологические рисунки без использования фотомаски. Установка использует синий светодиод для экспонирования фоторезиста и красный светодиод для калибровки устройства. Подложка расположена на подвижной платформе, приводимой в движение шаговыми двигателями с точностью до микрометра. Такую установку можно успешно использовать в различных лабораториях для создания малых микроэлектронных устройств на основе 2D-материалов, простых металлических схем, масок для микрофлюидики и биосовместимых элементов. Фотография и оптическая схема установки показаны на рис. 1.

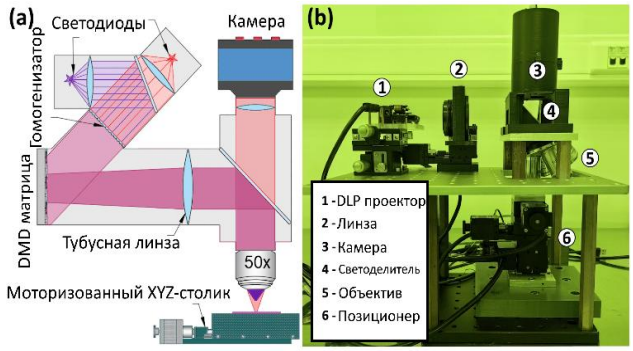


Рис. 1. Оптическая схема (*a*) установки проекционной литографии на основе DMD-матрицы и фото установки(*b*)

Результаты

В качестве численной оценки результата были выбраны характеристики:

1) разрешение литографии для однокадровой экспозиции;

2) разрешение, позволяющее создавать топологические рисунки размером 1 × 1 см без видимых проблем со сшивкой полей;

3) скорость экспозиции с параметрами лучшего разрешения (со сшивкой поля и без нее).

Для определения первой характеристики мы использовали объектив Plan 50× с NA = 0,7. Объективы с более высокой апертурой не использовались из-за трудностей с фокусировкой, вызванных несовершенством механических частей установки. На рис. 2 показан пример профиля топологического рисунка (чередующиеся полосы) в фоторезисте с разрешением ~2 мкм, которое является наибольшим воспроизводимым разрешением.

Второй численный параметр, т. е. разрешение для литографии в масштабе 1 см, в первую очередь ограничен несовершенством сшивки полей. В этом случае, чтобы добиться сшитого рисунка без разрывов,

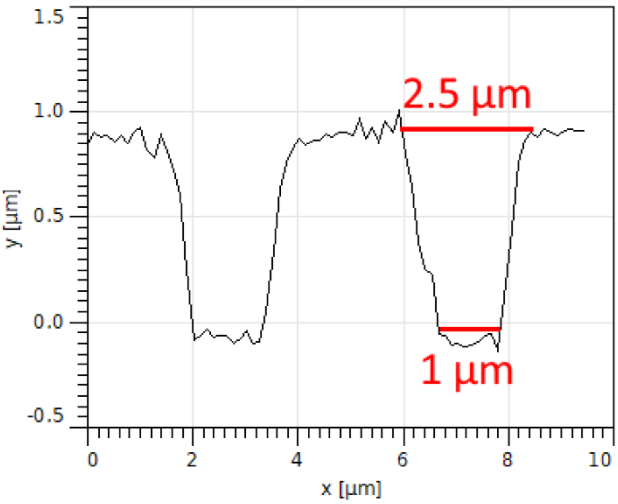


Рис. 2. Профиль изображения массива проявленных полос в фоторезисте, полученный атомно-силовым микроскопом

приходится искусственно утолщать все элементы, т. е. уменьшать разрешение. Таким образом, разрешение ограничивается максимальными дефектами рисунка, расположенными на границах сшивок полей. Для сшивки полей калибровались три параметра: (i) непараллельность краев матрицы DMD и осей перемещения XY-позиционера; и (ii, iii) количество шагов смещения пластины по осям X и Y между кадрами. Компенсация непараллельности осуществлялась программным поворотом экспонированного изображения. Пример литографии с сшивкой полей показан на рис. 3. Для получения этой картинки использовался объектив Plan 20× с NA = 0,4. Разрешение, ограниченное точностью сшивки полей, оказывается величиной около 5 мкм.

Скорость формирования топологического рисунка ограничена интенсивностью освещения и скоростью механического движения. В нашем случае экспозиция одного кадра при 50-кратном увеличении (100 × 200 мкм) занимает 1,5 с, а при 20-кратном увеличении (250 × 500 мкм) – 4 с. Средняя скорость нашего XY-манипулятора при последовательных экспозициях составляет около нескольких сотен микрометров в секунду с учетом ускорения и торможения. Соответственно, для объективов 20× и 50× экспозиция топологического рисунка большой площади занимает ~1 мин / мм^2 и 0,5 мм^2 в минуту соответственно.

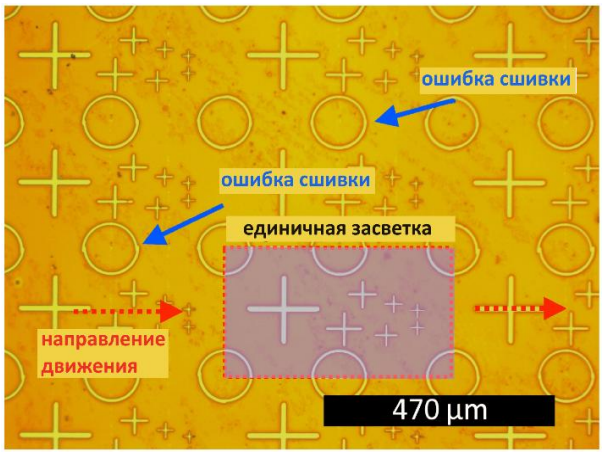


Рис. 3. Фотография проявленного массива однокадровых литографий с сшивкой полей, сделанная оптическим микроскопом

Выводы

В данной работе представлена реализация самодельного литографа на базе конструкции металлографического микроскопа. Мы демонстрируем достижение разрешения в пять микрометров на площади 1 см^2 и локального разрешения в 2 мкм с использованием недорогих оптических компонентов, простейшего DLP-проектора и механических столиков начального уровня. Представленная технология литографии может быть использована для работы с отдельными прототипами микроэлектронных устройств, устройств микрофлюидики, небольших девайсов с металлическим покрытием, например, ловушек для холодных атомов и т. п.

Литература

1. Liu, Y., Weiss, N. O., Duan, X., Cheng, H.-C., Huang, Y., Duan, X. // Nat. Rev. Mater. 2016. 1. 16042.

2. Sidorenko, A. Springer: Berlin/Heidelberg, Germany, 2011.

3. Cotter, J. P., McGilligan, J. P., Griffin, P. F., Rabey, I. M.; Docherty, K.; Riis, E.; Arnold, A.S.; Hinds, E.A. // Appl. Phys. B. 2016. 122. 172.

4. Zhang, Y., Kim, S., Shi, W., Zhao, Y., ark, I.; Brenden, C., Iyer, H., Jha, P., Bashir, R., Sweedler, J.V., et al. // Lab A Chip. 2022. 22. 40–46.

5. Li, N., Tourovskaia, A., Folch, A. // Crit. Rev. Biomed. Eng. 2003. 31. 5–6.

Компактная измерительная головка СЗМ, адаптированная к совмещению с оптическим и электронным микроскопами

И. Д. Сапожников[1], О. М. Горбенко[1], М. В. Жуков[1], С. В. Пичахчи[1,2], М. Л. Фельштын[1], А. О. Голубок[1,2,*]

[1]Институт аналитического приборостроения РАН, ул. Ивана Черных, 31-33, литер А, Санкт-Петербург 198095
[2]Академический университет им. Ж. И. Алферова, ул. Хлопина, 8, корп. 3, литер А, Санкт-Петербург, 194021
*aogolubok@mail.ru

В работе обсуждаются инструментальные принципы построения компактной измерительной головки сканирующего зондового микроскопа (СЗМ), адаптированной к совмещению с оптическим или сканирующим электронным микроскопами (ОМ или СЭМ). Для минимизации габаритных размеров головки СЗМ предлагается с помощью пьезопакетов реализовать в одном узле как функции исполнительного элемента следящей системы СЗМ, так и функции модуля сближения зонда с образцом. Приведена схема управления пьезоинерциальным линейным шаговым движителем, и измерены гистограммы распределения величины шагов. Приводятся схемы компактных СЗМ-головок. Обсуждаются особенности работы «self-sensing» зондовых датчиков. Приводятся примеры результатов, полученных при совместной работе СЗМ с оптическим и электронным микроскопами.

Введение

Электронная и оптическая микроскопия являются классическими представителями методов микро- и нанодиагностики материалов. Они прошли достаточно длинный путь развития, результатом которого стали канонические конструктивные решения для электронных и оптических микроскопов. Сканирующая зондовая микроскопия (СЗМ), использующая различные типы взаимодействия острых твердотельных зондов с поверхностью исследуемых материалов, появилась лишь в конце прошлого века. В настоящее время продолжается развитие зондовых методов нанодиагностики и поиск оптимальных инструментальных решений для их реализации. Основная требующая решения проблема связана с необходимостью увеличения скорости сканирования и улучшения защиты от механических шумов и тепловых дрейфов. Одним из возможных способов ее решения является уменьшение габаритных размеров и жесткости измерительной головки СЗМ. Отметим, что интересным решением этой проблемы может стать создание измерительной головки с микроразмерами с использованием технологии МЭМС и НЭМС. Поскольку электронная, оптическая и зондовая микроскопии имеют разную природу образования контраста изображений, и каждый из методов имеет как свои преимущества, так и недостатки, то с целью повышения информативности нанодиагностики материалов представляется целесообразным объединение этих методов без ухудшения качества каждого из них [1–4]. В работе обсуждаются особенности совмещения СЗМ с оптическим или СЭМ. Обсуждаются требования, предъявляемые к совместимости СЗМ с ОМ и СЭМ, приводятся примеры компактных инструментальных решений и примеры апробации предложенных конструкций зондовых микроскопов.

Результаты

В основу компактных СЗМ-головок положено использование пьезоинерциальных позиционеров, в которых совмещено плавное сканирование в диапазоне (~7 мкм) с дискретным прецизионным (50–100 нм) на ~10 мм.

По сравнению с электромагнитными системами они имеют более высокое быстродействие, меньшие габариты и выделяют меньше тепла, что принципиально при их использовании в СЗМ-головках. В качестве пьезоактюаторов мы использовали пьезопакеты с габаритами 5×5×9 мм и емкостью ~ 1 мкФ, что на 3 порядка больше емкости стандартных пьезоэлементов в виде трубок и пластин. Благодаря большой емкости в пьезопакетах запасается энергии достаточно для надежного работы систем позиционирования под управлением треугольных электрических импульсов с амплитудой 10–40 В с коротким (~10 мкс) и длинным (~2 мс) фронтами. Такой подход позволяет отказаться от стандартных шаговых двигателей и габаритных моторизованных X-Y-столиков.

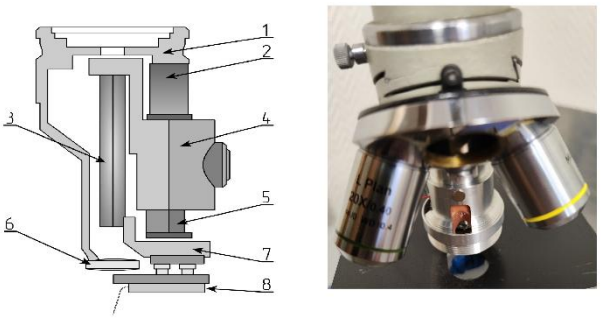


Рис. 1. Схема компактной СЗМ-головки (слева) и внешний вид головки, установленной на турель ОМ (справа). *1* – корпус, *2* – пьезопакет, 3 – пьезотрубка X-Y, 4 – каретка, 5 – направляющий стержень, 6 – линза, 7 – держатель зондового датчика, 8 – датчик

На рис. 1 (слева) представлена схема компактной измерительной СЗМ-головки на основе пьезопакета. Сканирование зондом в плоскости X-Y осуществляется с помощью пьезотрубки. Площадь сканирования составляет 30×30 мкм при максимальном напряжении 250 В. Пьезопакет обеспечивает как плавное, так и пошаговое перемещение зонда. В нашем случае диапазон плавного перемещения пьезопакета составляет ~ 7 мкм при управляющем напряжении 120 В. Если возникающая в момент действия длинного фронта управляющего импульса сила инерции меньше, чем сила трения в паре «стержень-каретка», то каретка

перемещается вместе со стержнем. При действии короткого фронта сила инерции превышает силу трения, и каретка проскальзывает по направляющему стержню. Величина шага перемещения каретки зависит от параметров управляющих импульсов и состояния трущихся поверхностей в паре стержень-каретка. Экспериментально установлено, что для хорошей воспроизводимости перемещения поверхность трущихся плоскостей на микроуровне должна иметь зернистую структуру, получившую название «апельсиновая корка». Измерительная головка устанавливается на турели ОМ на место одного из объективов (рис. 1, справа). Выбор места для исследования на образце осуществляется с помощью двухкоординатного столика ОМ через линзу F11D8H2, внутреннюю полость пьезотрубки и окуляр ОМ (см. рис. 1, слева). Для уменьшения внешних габаритов СЗМ-головки мы отказались от оптической схемы измерения отклонения кантилевера и используем «self-sensing» Si кантилевер [5] или пьезорезонансный зондовый датчик на основе пьезокерамической трубки с W-иглой [6], который может работать и в СТМ-моде. Следует отметить, что в силу конструктивных особенностей площадь балки self-sensing кантилевера примерно на порядок превышает соответствующую площадь стандартных кантилеверов с оптической схемой детектирования их прогиба. В результате уже на расстоянии ~ 300 мкм от поверхности образца появляется ложный сигнал взаимодействия зонда с образцом, обусловленный давлением воздушного потока, отраженного от поверхности образца. Этот факт нужно учитывать при выборе рабочей точки на кривой подвода.

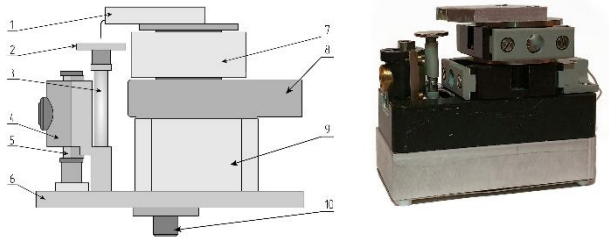


Рис. 2. Схема компактной СЗМ-головки с 2D пьезоинерциальным столиком (слева) и внешний вид головки, адаптированной к установке на гониометр СЭМ (справа). *1* – зондовый датчик, *2* – образец, *3* – пьезотрубка X-Y, *4* – каретка, *5* – стержень, *6* – пьезопакет, *7* – основание, (*8*–*9*) – пьезоинерциальный X-Y столик, *10* – шпилька для установки на гониометр СЭМ

На рис. 2 (слева) представлена схема компактной измерительной СЗМ-головки на основе пьезопакетов, предназначенной для совмещения с СЭМ. Принцип работы аналогичен описанному выше. Отличие заключается в том, что в данном случае СЗМ-головка устанавливается на гониометр СЭМ, сканирование производится образцом, а не зондом, и для вывода зонда под сфокусированный электронный пучок добавлен двухкоординатный пьезоинерциальный столик на основе пьезопакетов.

На рис. 3 приведены примеры апробации компактных СХМ-головок.

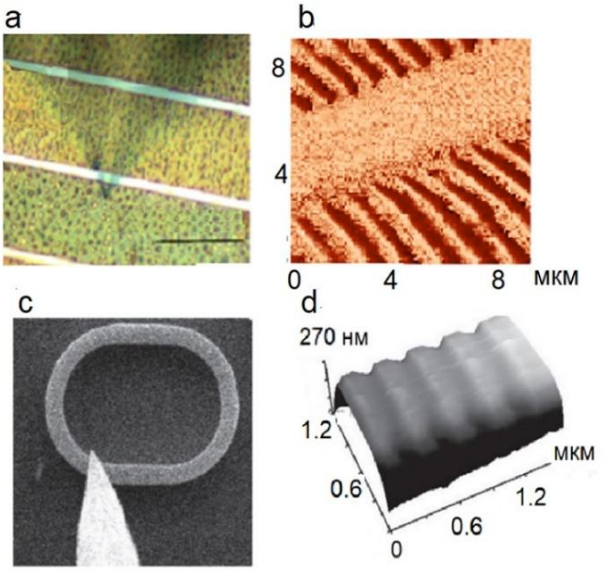


Рис. 3. Примеры апробации компактных СЗМ-головок. ОМ-изображение фрагмента 2D-голограммы, виден W-зонд (*a*): СЗМ-изображение фрагмента 2D-голограммы, фазовый контраст (*b*); СЭМ-изображение микролазера, виден W-зонд (*c*); фрагмент поверхности микролазера после динамической силовой литографии, выполненной под контролем СЭМ, перепады поверхностного рельефа ~40 нм (*d*)

Выводы

Пьезоактюаторы на основе малогабаритных пьезопакетов с емкостью ~1 мкФ обеспечивают надежную работу нанопозиционеров с диапазоном перемещения ~10 мм и шагом ~50 нм. Использование пьезопакета как в качестве исполнительного элемента следящей системы, так и в качестве пьезоактюатора в инерциальной системе сближения зонда и образца, а также применение self-sensing кантилеверов позволяет создавать компактные измерительные СЗМ-головки.

Финансирование

Работа выполнена в рамках госзадания № FFZM-2022-0008 (тема № 22 542,089) Минобрнауки РФ.

Литература

1. A. O. Golubok, V. A. Timofeev // Ultramicroscopy. 1992. V. 42–44. P. 1558–1563.

2. AFM SEM/FIB Integrated Nanoscale Characterization, Nanonics Imaging Ltd. http://www.nanonics.co.il/products/spm-for-sem-fib

3. J. Kreith, T. Strunz, E. J. Fantner, G. E. Fantner and M. J. Cordill // Rev. Sci. Instr. 2017. V. 88. P. 053704-1–053704-5.

4. LensAFM - AFM for optical microscopes, Nanosurf company. https://www.nanosurf.com/en/products/lensafm-afm-for-optical-microscopes

5. https://www.sclsensortech.com/

6. А. А. Васильев, С. Ю. Керпелева, В. В. Котов, И. Д. Сапожников, А. О. Голубок // Научное приборостроение. 2005. Т. 15, № 1. С. 62–69.

Фотоэмиссия электронов из атомов окружения при поглощении синхротронного излучения на центральном атоме

В. И. Гребенников[1,*], Р. Г. Чумаков[2], М. В. Якушев[1,3], Т. В. Кузнецова[1,3]

[1]Институт физики металлов им. М. Н. Михеева УрО РАН, ул. Ковалевской, 18, Екатеринбург, 620108
[2]Национальный исследовательский центр «Курчатовский институт», пл. Акад. Курчатова, 1, Москва, 123182
[3]Уральский федеральный университет имени первого Президента России Б. Н. Ельцина, Екатеринбург, 620002
*vgrebennikov@list.ru

В спектрах фотоэмиссии полупроводников, полученных в результате поглощения рентгеновских квантов на внутренних уровнях меди, экспериментально обнаружены межатомные оже-переходы электронов из внутренних уровней соседних атомов (индий, олово, цинк) с энергиями на 20 эВ ниже энергии внутриатомных переходов на атомах меди. Явление носит весьма общий характер (наблюдалось в соединениях $Cu_2ZnSnSe_4$, Cu_2SnS_3, $Cu(In, Ga)Se_2$). Теоретические оценки показывают, что с наибольшей вероятностью возбуждаются сильно локализованные в пространстве состояния атомов, окружающих поглощающий элемент, типа 4d-уровней индия или олова. Обсуждаются также другие многочастичные возбуждения, вызванные реакцией электронов на внезапное рождение рентгеновской фотодырки.

Введение

Изучается эволюция возбужденных атомных состояний, образующихся в результате поглощения рентгеновских квантов на внутренних уровнях атомов, например, *L* уровне меди. Обычно распад дырочного состояния происходит посредством внутриатомных оже-переходов, с образованием двух дырок в вышележащих состояниях и выбросом электронов, кинетическая энергия регистрируется детектором. Наши предыдущие XPS-эксперименты [1] показали, что в полупроводниковых соединениях на основе $CuInSe_2$ наблюдаются, кроме того, межатомные оже-переходы. В этом случае конечное состояние содержит дырки на внутренних уровнях двух соседних атомов.

Межатомные переходы в конденсированном веществе обсуждаются уже довольно долго. Однако в итоге эксперименты по их обнаружению свелись к изучению спектров валентных состояний. Исследователи пытались определить, в каком из двух валентных состояний образуется дырка на центральном атоме или на его соседе. Поскольку энергии валентных состояний элементов, образующих химическую связь, примерно одинаковы, то разделить эти состояния весьма трудно, и требуется привлечение модельных расчетов для выделения двух вкладов из экспериментальной линии. В данной работе мы исследуем обособленные межатомные оже-переходы в соединениях Cu_2SnS_3 и $Cu_2ZnSnSe_4$, энергия которых на десятки электрон-вольт меньше энергии соответствующих внутриатомных оже-переходов.

На рис. 1 показаны возможные механизмы межатомных переходов в соединении Cu_2SnS_3. Процесс начинается с образования дырки на внутреннем 2p уровне меди (энергия связи 933 эВ) при поглощении фотона. Диаграмма (*a*) показывает CuLMV автоионизационный переход с образованием двух дырок на Cu3p уровне 75 эВ и в валентной полосе *V*. Если рассматривать описанное состояние как конечное состояние процесса автоионизации, то получим обычный внутриатомный оже-спектр. Однако возможен сценарий, в котором электрон из Sn 4d-уровня соседнего атома олова (энергия связи 24 эВ) переходит в валентную полосу, в результате получится конечное состояние, соответствующее межатомному оже-переходу CuLCuMSnN. При этом кинетическая энергия выброшенного оже-электрона будет меньше энергии соответствующей внутриатомной линии на энергию связи Sn 4d-уровня. Причина возбуждения Sn 4d-уровня – действие кулоновского поля дырок, внезапно рождающихся в процессе фотоионизации Cu *L*3-уровня и оже-перехода. Рисунок 1(*в*) показывает аналогичный межатомный переход CuLSnNV с финишными дырками на атоме олова и в валентной полосе. Если первоначальная дырка родится на более глубоком *L*2 уровне, то возникает дополнительный канал возбуждения электронной системы, связанный с костер-крониг-переходом $L3 \rightarrow L2$ (рис. 1(*c*)).

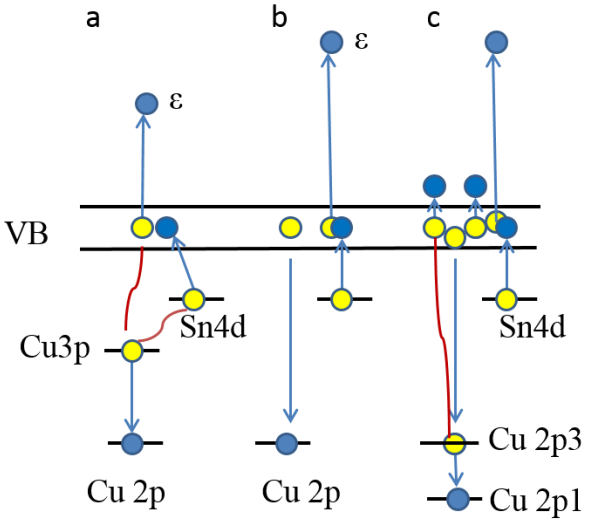


Рис. 1. Схема электронных переходов

Результаты

Если энергия фотонов превышает край возбуждения Cu 2p-уровня, то в XPS-спектре появляется вклад от оже-электронов, рождающихся при распаде Cu 2p-фотодырки. Разность спектров, полученных выше края поглощения и ниже края, позволяет исключить вклад прямой фотоэмиссии и выделить вклад оже-переходов в широком диапазоне энергий. Рисунок 2 показывает CuL_3 оже-спектры, полученные при фотонной энергии 950 эВ, которая выше L_3, но ниже L_2 края спин-орбитального дублета. Фон неупругого рассеяния электронов проведен тонкой гладкой лини-

ей. На рисунке изображен также соответствующий спектр чистой металлической меди для сравнения.

Обе кривые сформированы в основном внутриатомными оже-линиями CuL3VV (кинетическая энергия максимума 917, эВ) и CuL3M2,3V линией, расщепленной на два пика 837,9 и 846 эВ из-за зависимости кулоновской энергии от величины суммарного углового момента двухдырочного состояния CuM2,3M4,5. Линии в металлической меди шире, чем в полупроводнике из-за более вероятного рождения электрон-дырочных пар вблизи энергии Ферми в металле в ответ на рождение дырки на внутреннем уровне. Однако основное отличие кривых состоит в том, что дополнительная протяженная линия наблюдается в соединении. Ее максимум имеет энергию на 22 эВ ниже пика основной CuL_3VV линии. Кроме того, в соединении появляются еще два максимума на 23 эВ ниже CuL3M2,3V оже-линии. Отмеченные линии соответствуют межатомным оже-переходам $CuL_3SnN_{4,5}V$ и дублету $CuL_3CuM_{2,3}SnN_{4,5}$ с образованием дырки на соседнем атоме олова. Эти особенности усиливаются в спектре Cu_2SnS_3, полученном при энергии фотонов 956 эВ, которые возбуждают оба уровня спин-орбитального дублета меди L2 и L3.

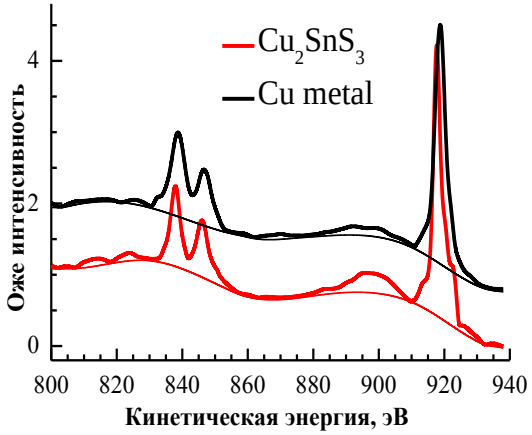


Рис. 2. Оже-спектр соединения Cu_2SnS_3, полученный при энергии фотонов 950 эВ (выше L3, но ниже L2-края спин-орбитального дублета). Фон неупругого рассеяния электронов показан тонкой линией. Соответствующий спектр чистой металлической меди показан выше для сравнения

По нашей версии межатомный оже-переход происходит в результате встряхивания Sn4d-электронов, поэтому исследуем вероятность похожих процессов в других спектрах, в частности, в случае прямой фотоэмиссии. На рис. 3 представлены XPS-спектры Sn 3d- и 4d-уровней в Cu_2SnS_3. Главные линии сопровождаются 28,5 эВ сателлитами, возникающими из-за заброса дополнительных 4d-электронов в незаполненные валентные состояния при внезапном рождении фотодырки. Энергия конечного состояния атома складывается из одночастичных энергий двух дырок и энергии $U = 1{,}8$ эВ их внутриатомного отталкивания.

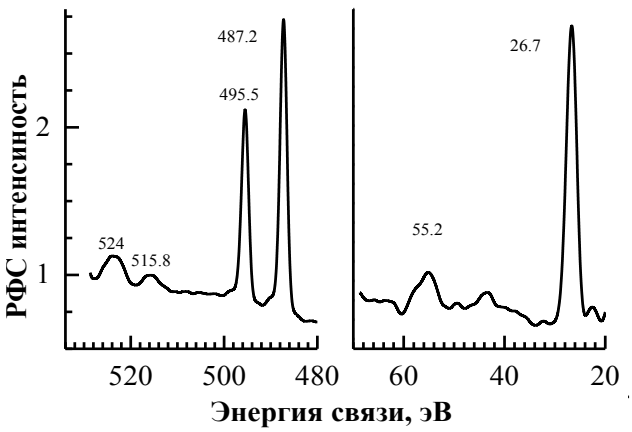


Рис. 3. Спектры Sn 3d- и 4d-уровней и потери на возбуждение Sn 4d-электрона при фотоэмиссии из Cu_2SnS_3

Аналогичные межатомные переходы наблюдаются также в соединении $Cu_2ZnSnSe_4$ (рис. 4).

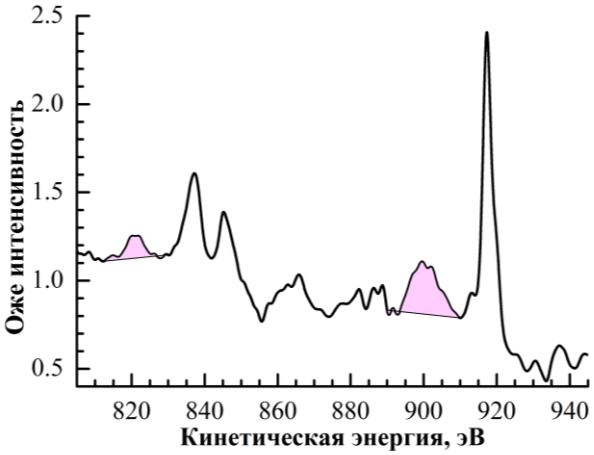


Рис. 4. Оже-распад L3 фотодырки в $Cu_2ZnSnSe_4$. Выделены вклады межатомных переходов CuL3CuM2,3SnN4,5 и CuL3SnN4,5V с энергией на 20 эВ ниже энергии соответствующего внутриатомного перехода

Выводы

В фотоэмиссионных спектрах экспериментально обнаружены межатомные оже-переходы электронов из внутренних уровней соседних атомов с энергиями связи около 20 эВ. Возбуждения возникают в результате резкого включения кулоновского поля фотодырки.

Финансирование

Работа выполнена при поддержке проекта РНФ № 23-72-00067.

Литература

1. V. I. Grebennikov, T. V. Kuznetsova // Physica Status Solidi (A). 2019. V. 216. P. 1800723.

Взаимодействие нанесенных на графит наночастиц платины с закисью азота

М. В. Гришин*, Д. Баймухамбетова, А. К. Гатин, С. А. Озерин, В. А. Харитонов

Федеральный исследовательский центр химической физики им. Н. Н. Семенова РАН, ул. Косыгина, 4, Москва, 119334
*mvgrishin68@yandex.ru

Методами сканирующей туннельной микроскопии и спектроскопии, а также оже-спектроскопии определены результаты и продукты адсорбции закиси азота на поверхности единичных наночастиц Pt, синтезированных на высокоориентированном пиролитическом графите. Показано, что при малых экспозициях образовавшиеся в результате диссоциативной адсорбции атомы кислорода окисляли поверхность наночастиц только вблизи интерфейса платины и графита. По мере увеличения экспозиции оксидом покрывалась уже вся поверхность наночастиц.

Введение

Закись азота (N_2O) находит достаточно широкое применение в различных областях человеческой деятельности от медицины до ракетной техники. Кроме того, закись азота является промежуточным или побочным продуктом во многих химических процессах. В то же время известно ее негативное влияние на экологическую обстановку, и в частности на озоновый слой атмосферы [1]. Таким образом, стоит задача превращения закиси азота в инертные химические соединения с помощью катализаторов, одним из которых является платина [2]. Ключевая стадия гетерогенных каталитических реакций – адсорбция на катализаторе. По вопросу об адсорбции и взаимодействии N_2O с платиной имеются довольно противоречивые сведения. Продемонстрирована кардинальная зависимость этого процесса от размера наночастиц [3]. Цель настоящей работы состояла в установлении возможности и условий окисления наночастиц платины, нанесенных на поверхность графита, закисью азота – N_2O при $T = 300$ К.

Экспериментальные образцы представляли собой пластины высокоориентированного пиролитического графита (ВОПГ), на которые нанесены наночастицы платины методом пропитки. Для этого на поверхность ВОПГ наносили водный раствор гексахлорплатиновой кислоты $H_2[PtCl_6]$ с концентрацией металла $(2–2{,}5) \cdot 10^{-5}$ г/мл, сушили на воздухе и отжигали в вакууме при $T = 750$ К в течение 28–30 часов.

Исследования проводились на сверхвысоковакуумной установке, созданной на базе УСУ-4. В камере установки размещены сканирующий туннельный микроскоп (СТМ), оже-электронный спектрометр (ОЭС), масс-спектрометр (МС), система напуска газов с натекателем и различные манипуляторы. Давление остаточных газов в установке не превышало $2 \cdot 10^{-10}$ Торр.

Элементный состав поверхности образца определяли методами оже-спектроскопии. Структура покрытия, форма, размеры и электронное строение единичных наночастиц устанавливали по данным топографических и спектроскопических измерений в СТМ. Для выявления изменений локального электронного строения поверхности наночастиц Pt в результате взаимодействия с N_2O использовали метод сканирующей туннельной спектроскопии, заключавшийся в измерении вольт-амперных характеристик наноконтакта СТМ (ВАХ) в разных точках на поверхности образца.

Результаты

Измерения в СТМ показали, что на поверхности ВОПГ образовались наночастицы, которые имели форму сплюснутой полусферы с характерным латеральным диаметром 4–8 нм и высотой 1–2 нм (рис. 1). Они покрывали не более 15% поверхности подложки. По результатам спектроскопических исследований образца в СТМ установлено, что электронное строение поверхности наночастиц однородно и соответствует электронному строению металла, т. е. платина свободна от оксида. Результаты измерений образца в ОЭС подтвердили этот вывод.

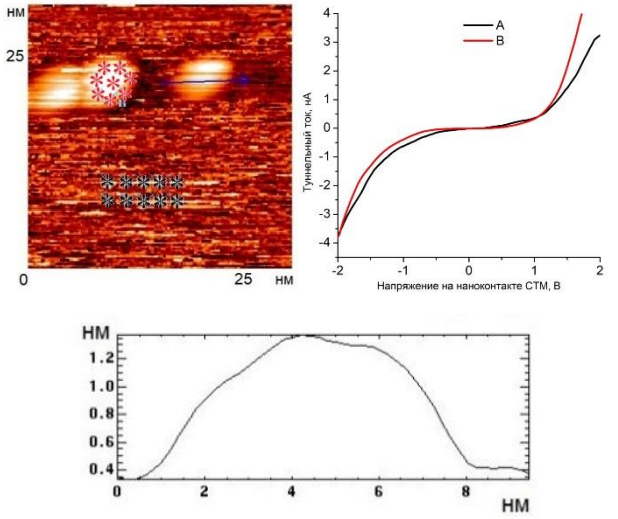


Рис. 1. Результаты исследования образца в СТМ: топография, профиль наночастицы вдоль линии и усредненные ВАХ, измеренные на наночастице Pt (кривая *B*) и поверхности ВОПГ (кривая *A*)

Выдержка образца в N_2O ($T = 300$ К, экспозиция – 40 Лм, 1 Лм = 1×10^{-6} Торр/с) привела к существенному изменению электронного строения наночастиц (рис. 2). На ВАХ Pt, усредненных по периферийной области наночастиц, т. е. вблизи интерфейса платины с ВОПГ, появился участок нулевого тока шириной около 1 В (кривая *A* на рис. 2). В то же время форма усредненных кривых ВАХ вершины наночастицы и графита осталась прежней, т. е. после экспозиции в N_2O их металлическое электронное строение сохранилось неизменным (кривые *B* и *D* на рис. 2). Это означает, что на периферийной области наночастиц Pt образовался полупроводник с шириной запрещенной зоны 1 эВ. Известно, что оксид платины PtO_2 имеет

запрещенную зону шириной 1,2–2,5 эВ. Для оксидов платины PtO_x ($1 < x < 2$) наблюдается уменьшение ширины запрещенной зоны [4]. Таким образом, на периферии наночастицы образовался оксид PtO_2 с дефицитом атомов кислорода.

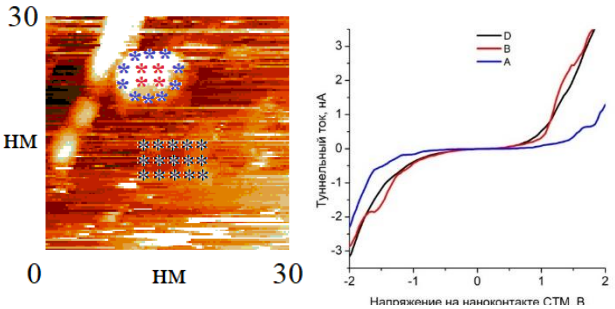


Рис. 2. Взаимодействие N_2O с наночастицей Pt: топографическое изображение с указанием точек измерения ВАХ и усредненные вольт-амперные зависимости, измеренные на наночастицах Pt и на поверхности ВОПГ после экспозиции 40 лм в N_2O (*A* – периферийная область наночастицы Pt, *B* – вершина наночастицы Pt, *D* – ВОПГ)

Дальнейшая выдержка образца в N_2O (суммарная экспозиция – 80 лм, T = 300 К) привела к количественному и качественному изменению электронного строения поверхности наночастиц платины. Ширина участка нулевого тока на ВАХ Pt, усредненных по периферийной области наночастиц, увеличилась до 1,3 В. В то же время ВАХ Pt, измеренные на вершинах наночастиц, потеряли однородность. На некоторых кривых также возник участок нулевого тока шириной 1,3 В, хотя их большая часть сохранила свое исходное металлическое состояние. Таким образом, по-прежнему адсорбция атомов кислорода происходила в основном вблизи интерфейса Pt-ВОПГ, но небольшое количество адатомов кислорода появилось и на вершине наночастицы.

Повышение суммарной экспозиции в N_2O до 200 лм привело к полному окислению поверхности наночастиц Pt. На усредненной ВАХ Pt наблюдался участок нулевого тока шириной около 2 В, что соответствовало полупроводнику с запрещенной зоной 2 эВ. Это значение близко к значению ширины запрещенной зоны оксида платины PtO_2. По-прежнему, усредненная ВАХ графита не претерпела заметных изменений. Таким образом, в результате экспозиции 200 лм в закиси азота образца, содержавшего наночастицы Pt, на поверхности последних произошло образование практически стехиометрического оксида платины (IV).

Ранее мы исследовали взаимодействие наночастиц Pt с кислородом, водородом и монооксидом углерода [5]. При этом окисление не содержащей примесей поверхности нанесенных наночастиц Pt проводилось молекулярным кислородом при T = 750 К и экспозиции 2000 лм. Экспозиция же наночастиц платины в O_2 при комнатной температуре не приводила к образованию оксида на их поверхности. То есть яркими отличиями окисления поверхности наночастиц Pt с помощью O_2 и N_2O являются, во-первых, низкая температура, при которой происходит окисление при взаимодействии с N_2O по сравнению с O_2 (273 К и 750 К), и, во-вторых, величина экспозиции, необходимой для полного окисления этой поверхности (200 лм и 2000 лм).

Такие отличия в скорости окисления платины с помощью закиси азота и молекулярного кислорода свидетельствуют о большей активности N_2O в указанном процессе. Этот результат связан с тем, что высвобождение атома кислорода O из молекулы N_2O является энергетически более выгодным процессом, чем из молекулы O_2: величина энергии связи O-O в молекуле O_2 составляет 498 кДж/моль, в то время как в молекуле N_2O величина энергия связи N-O – 167 кДж/моль.

Выводы

Методами сканирующей туннельной микроскопии и спектроскопии установлено, что при комнатной температуре взаимодействие нанесенных на поверхность ВОПГ наночастиц платины с N_2O приводит к образованию на их поверхности оксида PtO_2. На начальных стадиях окисления периферия и вершина наночастиц Pt проявляют различные адсорбционные и реакционные свойства по отношению к закиси азота. После экспозиции 40 лм в N_2O наличие оксида фиксируется только в периферийной области наночастиц, а вершина наночастицы остается свободной от оксида. После суммарной экспозиции образца в N_2O 80 лм начинается образование отдельных оксидных кластеров и на вершине наночастицы. При экспозициях 200 лм на всей поверхности наночастиц происходило образование оксида, близкого по электронному строению к PtO_2.

Финансирование

Работа выполнена при поддержке гранта РНФ № 21-73-20010.

Литература

1. R. Müller // Ambio. 2021. V. 50, № 1. P. 35–39.

2. M. H. Kim, J. R. Ebner, R. M. Friedman, M. A. Vannice // Journal of Catalysis. 2001. V. 204. P. 348–357.

3. M. H. Kim, D. H. Kim // Journal of Environmental Science International. 2013. V. 22, № 1. P. 73–81.

4. H. Neff, S. Henkel, E. Hartmannsgruber, E. Steinbeiss, W. Michalke, K. Steenbeck, H. Schmidt // Journal of Applied Physics. 1996. V. 79, no. 10. P. 7672–7675.

5. А. К. Гатин, Н. В. Дохликова, Р. Г. Мухутдинова, С. А. Озерин, М. В. Гришин // Коллоид. журн. 2022. Т. 84, № 6. С. 705–714.

DFT-моделирование восстановления наночастиц меди монооксидом углерода в приложенном потенциале

Н. В. Дохликова*, С. В. Доронин, А. К. Гатин, С. Ю. Сарвадий, А. С. Веденкин, М. В. Гришин

Федеральный исследовательский центр химической физики им. Н. Н. Семенова РАН, ул. Косыгина, 4, Москва, 119334
*dohlikovanv@gmail.com

Квантово-химическими расчетами была проанализирована активность восстановления оксидов меди монооксидом углерода при приложенном потенциале. Наибольшая активность должна наблюдаться для Cu_2O, активность аллотропов CuO заметно меньше. Потенциалы образца порядка 1 В влияют на энергии связывания CO с оксидами и реакцию восстановления оксидов, что в итоге и определяет скорость восстановления оксидов. В случае Cu_2O и ряда аллотропов CuO отрицательный потенциал способствует реакции восстановления, что согласуется с экспериментом.

Введение

Благодаря своим свойствам наночастицы меди находят применение в катализе. Вследствие переноса заряда между наночастицами и подложкой вблизи поверхности наночастицы возникает локальное электрическое поле с напряженностью порядка 10^6–10^9 В/м, которое может управлять поверхностными реакциями. Проведено квантово-химическое моделирование восстановления оксидов меди монооксидом углерода в присутствии приложенного к образцу потенциала, и оценены термодинамические параметры этой реакции.

Квантово-химические расчеты осуществлялись в программном пакете Quantum Espresso в рамках приближения PBEsol. Поверхности (100) оксидов меди Cu_2O и CuO (Fm3m, Cccm, C2/c) были представлены пластинами, состоящими из 5 атомных слоев (рис. 1). Релаксация атомов во всех системах проводилась по алгоритму Broyden – Fletcher – Goldfarb – Shanno. Создание потенциалов –1, 0 и 1 V [1] проводилось с помощью модели ESM.

Для активных центров адсорбции O1, O2, Cu1 и Cu2 (рис. 1) проводился расчет адсорбции CO и реакции восстановления CO_2:

$E_{bind} = E(Cu_xO + CO_{ads}) – E(Cu_xO + CO_{dist})$,

$E_{reac} = E(Cu_xO + CO_{ads}) – E(Cu_xO_{delO} + CO_{2dist})$,

$E(Cu_xO + CO_{ads})$, $E(Cu_xO + CO_{dist})$, $E(Cu_xO_{delO} + CO_{2dist})$ – энергии оксида с адсорбированной молекулой CO, удаленной на 8–10 Å от поверхности молекулой CO_2 и удаленным кислородом, соответственно. Удаление кислорода происходило через O1 и O2.

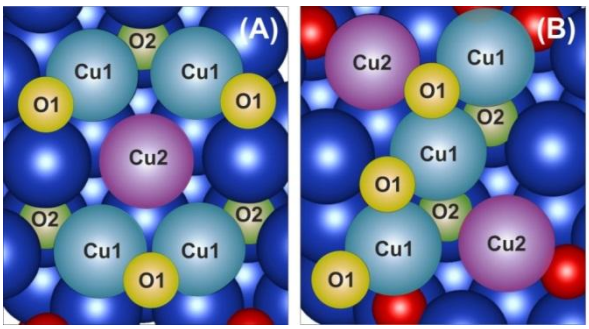


Рис. 1. Атомная структура поверхностей оксидов меди Cu_2O (*A*) и CuO (*B*) (Fm3m, Cccm, C2/c) с активными центрами адсорбции Cu1, Cu2, O1 и O2 для молекулы CO

Результаты

Образование адсорбционного комплекса $CO@Cu_xO$ сопровождается снижением плотности *d*-состояний атомов Cu (рис. 2). Так как центр плотности *d*-состояний CuO располагается ниже центра плотности *d*-состояний Cu_2O, энергия связи CO-Cu_2O больше, чем CO-CuO (рис. 3). Положительный потенциал, благодаря смещению уровня Ферми, сдвигает плотность состояний вверх, что приводит к увеличению плотности состояний, и соответственно химической активности. В эксперименте [1] наблюдается восстановление оксидов при отрицательных потенциалах, т. е. на восстановление меди влияют и другие факторы.

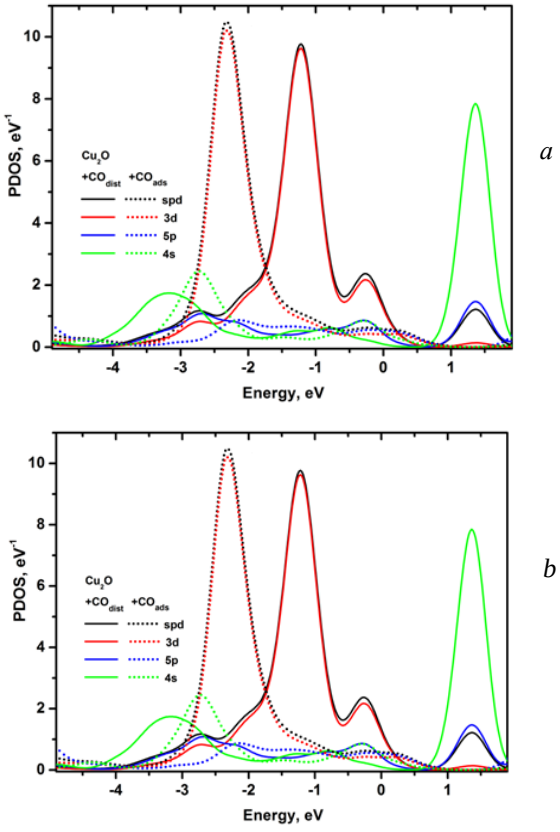


Рис. 2. PDOS активного центра Cu2 на поверхности Cu_2O (*a*) и CuO Fm3m (*b*) до и после адсорбции CO; сплошная линия – до адсорбции CO, точечная линия – после адсорбции CO; зеленым, синим, красным и черным цветом обозначены вклады *s*-, *p*-, *d*-зон и их сумма

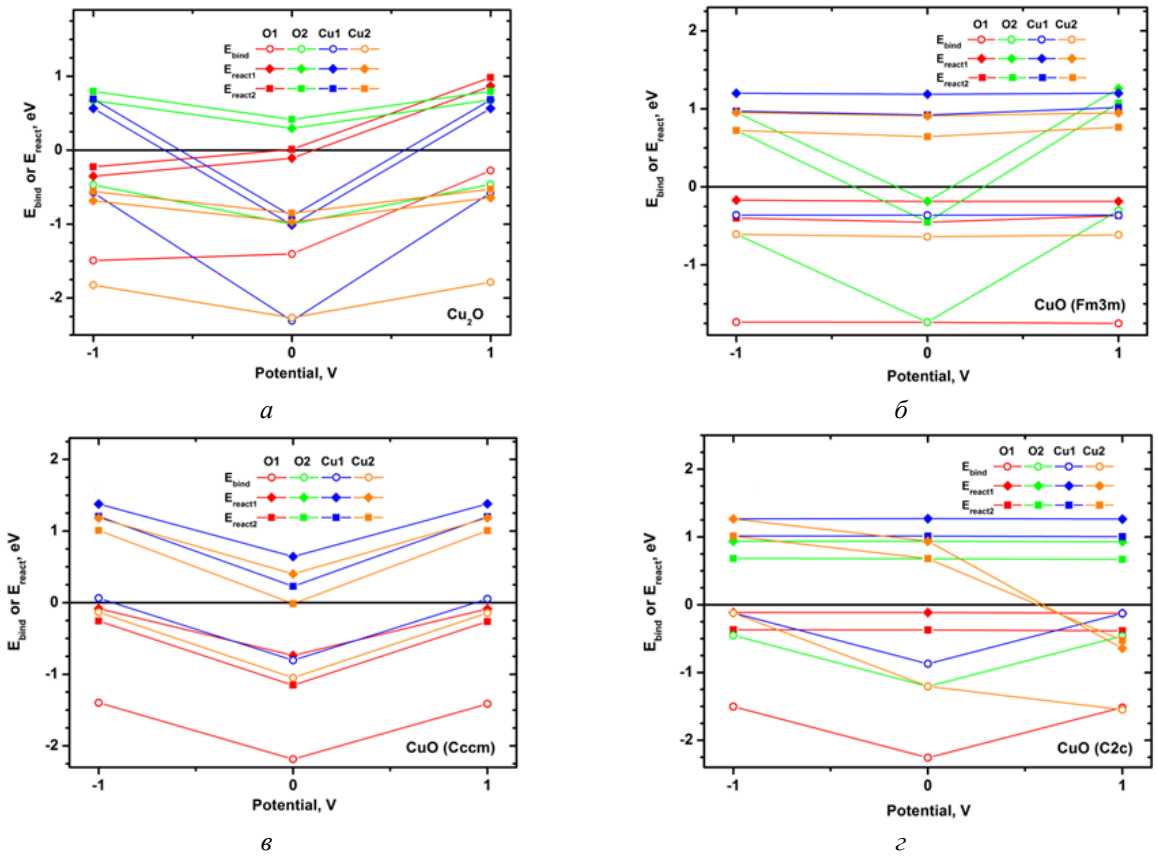


Рис. 3. Зависимость энергий связи молекулы CO (E_{bind}) и реакции восстановления (E_{reac}) от потенциала для различных активных центров Cu_2O (*а*) и CuO Fm3m (*б*), Cccm (*в*), C2/c (*г*); круглые точки – E_{bind}, ромбами и квадратами – E_{reac} через захват кислорода с O1 (E_{reac1}) и O2 (E_{reac2}), соответственно; цветом указана реакция через активный центр, красным – O1, зеленым – O2, синим – Cu1, оранжевым – Cu2. Данные (C) для O1 и O2 практически идентичны

Исследование влияния ориентации CO показало, что добавление потенциала к оксидам меняет энергию поворота CO меньше 0,01 эВ, а энергия связи в большей степени зависит от типа оксида.

Согласно данным рис. 3, активные центры можно разделить на активные, с отрицательной энергией реакции, и блокирующие, с положительной, причем для центра O1 характерна спонтанная десорбция CO_2, а для Cu2 – стабильная адсорбция. Видно, что большинство активных центров аллотропов CuO являются блокирующими, а единственный активный O1 проявляет слабую зависимость от потенциала (рис. 3, *б, в, г*). Для O1 Cu_2O наблюдается тенденция увеличения активности при отрицательном потенциале (рис. 3, *а*) и большее количество активных центров. Благодаря спонтанной десорбции, а также диффундированию CO по поверхности через активный Cu2, вклад в химическую активность, зависящий от потенциала, будет более заметен для Cu_2O. Наличие блокирующих активных центров подтверждается экспериментальными данными о неполном восстановлении наночастиц меди [1].

Все расчеты выполнены с использованием вычислительных ресурсов Межведомственного суперкомпьютерного центра РАН (МСЦ РАН).

Выводы

Показано, что отрицательный потенциал образца способствует восстановлению Cu_2O и ряда аллотропов CuO при взаимодействии с CO. При этом наиболее активно восстанавливается Cu_2O в то время, как аллотропы CuO проявляют меньшую активность.

Финансирование

Исследование выполнено при поддержке гранта РНФ (проект № 21-73-20010).

Литература

1. S. Y. Sarvadii, A. K. Gatin, V. A. Kharitonov, et al. // Nanomaterials. 2021. V. 11, iss. 2. P. 279.

Исследование адсорбции водорода и кислорода на поверхности наночастиц золотых, медных, никелевых, платиновых и палладиевых наночастиц, нанесенных на графит

Е. И. Руденко*, Н. В. Дохликова, А. К. Гатин, С. Ю. Сарвадий, М. В. Гришин

Федеральный исследовательский центр химической физики им. Н. Н. Семенова РАН, ул. Косыгина, 4, Москва, 119334
*ekaterina.rudenko@chph.ras.ru

В результате DFT-моделирования адсорбции H и O на наносистемах Me_{13}-графит установлено большее снижение плотностей состояний при адсорбции O на интерфейсе Cu_{13}-графит, H на интерфейсе и O на вершине для кластера Au_{13}, соответственно. У наносистемы Pt_{13}-графит наибольшую химическую активность проявляет вершина кластера. У Pd_{13}-графит реакционноспособна вся поверхность. У Ni_{13}-графит адсорбция O намного стабильнее адсорбции H.

Введение

В настоящее время многие вопросы в области исследований химической физики поверхности таких многокомпонентных систем, как нанесенные наночастицы металлов, остаются откркбпример, разности энергий Ферми наночастицы и подложки и координационного числа. В данной работе этот подход применялся в рамках теории функционала плотности (DFT) для дополнения и более детального анализа результатов экспериментальных исследований адсорбции водорода и кислорода на наночастицах золота, меди, никеля, платины и палладия, нанесенных на графит.

Квантово-химическое моделирование наносистем, имитирующих наночастицы Au, Cu, Ni, Pt и Pd, нанесенные на графитовую подложку, проводилось в рамках DFT с использованием свободных программных пакетов Quantum Espresso (QE) и OpenMX (OMX). При расчетах в QE использовано приближение LDA в ультрамягком псевдопотенциале с функционалом Пердью – Зингера и радиусом обрезания 39 Ry. В OMX наборы атомноцентрированных базисных функций примерно соответствовали базису на основе double-zeta слеттеровских орбиталей.

В качестве исходной модели наночастиц использовался 13-атомный икосаэдрический изомер кластеров металлов. Их атомная структура рассчитывалась при фиксированном положении всех атомов подложки. В случае свободных кластеров рассматривались активные центры адсорбции над одним, двумя и тремя атомами металла, в случае кластеров на графите – на вершине и на интерфейсе металл-графит.

Результаты

Предварительно были исследованы адсорбционные свойства свободных кластеров металлов. Плотности состояний для всех рассмотренных кластеров снижаются сильнее при адсорбции O (рис. 1). Адатом кислорода не образует стабильных связей со свободным кластером золота (табл. 1). Это объясняется электронным строением металла согласно модели центра *d*-зоны Норскова. У Au и Cu центр *d*-зоны лежит ниже уровня Ферми, что является причиной заполненного разрыхляющего состояния системы и в случае кластера Au_{13} вклад отталкивательного взаимодействия при адсорбции O настолько велик, что стабильной адсорбции не происходит. У меди этот вклад менее значителен, поэтому кислород образует стабильную связь с кластером Cu_{13}. Остальные же кластеры металлов имеют энергии связей с кислородом большие, чем с водородом, что коррелирует с большим снижением плотностей состояний при адсорбции этого адатома. Множество артефактов на плотности состояний Au_{13} при адсорбции O возможно связано с неустойчивым положением разрыхляющей орбитали нестабильного адсорбционного комплекса. В целом величины энергий связей кластеров металлов группы платины с адатомами больше, чем кластеров металлов группы золота, т. к. центр *d*-зоны Ni, Pt и Pd лежит примерно на уровне Ферми, вследствие чего разрыхляющая орбиталь адсорбционного комплекса не заполнена и отталкивательный вклад меньше.

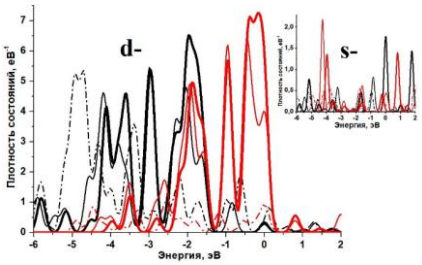


Рис. 1. Изменения плотностей состояний *s*- и *d*-орбиталей свободных кластеров на примере Au_{13} (черные линии) и Ni_{13} (красные линии). Толстые линии – атомы металлов до адсорбции, тонкие – после адсорбции H, штрихпунктирные – после адсорбции O

Для кластеров на подложке сохраняются общие тенденции, свойственные для свободных кластеров, однако для всех систем характерны большие энергии связей H и O с кластерами на графите (табл. 2).

Для них также свойственна различная активность адсорбционных центров на вершине и на интерфейсе

Таблица 1. Энергии связей адсорбатов со свободными кластерами металлов, эВ

	Au_{13}	Cu_{13}	Ni_{13}	Pt_{13}	Pd_{13}
H	–2,65	–2,31	–2,60	–2,96	–2,32
O	1,99	–3,37	–4,87	–4,53	–3,15

Таблица 2. Энергии связей адсорбатов с кластерами металлов на графите, эВ. v – вершина кластера, i – интерфейс металл-графит

	Au_{13}	Cu_{13}	Ni_{13}	Pt_{13}	Pd_{13}
H(v)	–3,34	–3,26	–4,35	–4,28	–4,24
H(i)	–3,49	–4,00	–4,21	–4,14	–4,28
O(v)	–2,61	–5,52	–6,39	–4,86	–3,48
O(i)	–3,50	–3,60	–6,39	–4,37	–4,43

металл-графит. Для адсорбционных комплексов Au_{13}-графит наблюдалось большее снижение плотности состояний атомов Au при адсорбции H вблизи интерфейса и O вблизи вершины, что коррелирует с результатами эксперимента [1]. В наносистемах Cu_{13}-графит большее снижение плотности состояний при адсорбции вблизи интерфейса заметно только для взаимодействия с кислородом [2]. Для всех трех наносистем, Ni_{13}-, Pt_{13}-, Pd_{13}-графит, характерно незначительное снижение плотности состояний при адсорбции H и более заметное при адсорбции O [3, 4]. Отличия заключаются в величинах энергий связей с адсорбатами. Так, энергия связи Ni_{13}-графит с O много больше, чем с H [3]. Для Pt_{13}-графит характерны большие энергии связи с адатомами на вершине кластеров [4]. Энергии связи Pd_{13}-графит с H и O практически не отличаются по величинам и положениям на всей поверхности наносистемы. Данные моделирования коррелируют с результатами экспериментов [1–4].

Выводы

Показано, что на наносистемах Me_{13}-графит (Me = Au, Cu, Ni, Pt) при адсорбции атомарных водорода и кислорода происходит локальное снижение плотности состояний: на интерфейсе Cu_{13}-графит при адсорбции O, для кластера Au_{13} – на интерфейсе при адсорбции H и на вершине при адсорбции O. В наносистеме Pt_{13}-графит наибольшую химическую активность проявляет вершина кластера. Поверхность кластера в наносистеме Pd_{13}-графит однородна при адсорбции H и O.

Все расчеты выполнены с использованием вычислительных ресурсов Межведомственного суперкомпьютерного центра РАН (МСЦ РАН).

Финансирование

Работа выполнена при помощи средств государственного задания ФИЦ ХФ РАН, регистрационный номер темы – 122040500058-1.

Литература

1. Н. В. Дохликова, Н. Н. Колченко, М. В. Гришин и др. // Рос. нанотех. 2016. Т. 11, вып. 11–12. С. 37–42.
2. А. К. Гатин, М. В. Гришин, Н. В. Дохликова и др. // Рос. нанотех. 2018. Т. 13, вып. 9–10. С. 3–13.
3. А. К. Гатин, М. В. Гришин, Н. В. Дохликова и др. // Химическая физика. 2019. Т. 38, вып. 1. С. 3–9.
4. А. К. Гатин, М. В. Гришин, С. Ю. Сарвадий и др. // Кинетика и катализ. 2018. Т. 59, вып. 2. С. 224–230.

2D интерметаллическое соединение (Tl, Gd) на поверхности Si(111)

Д. В. Грузнев[1,*], А. Ю. Тупчая[1], Л. В. Бондаренко[1], Ю. Е. Вековшинин[1], А. Н. Михалюк[1,2], А. В. Зотов[1], А. А. Саранин[1]

[1]Институт автоматики и процессов управления ДВО РАН, ул. Радио, 5, Владивосток, 690041
[2]Институт наукоемких технологий и передовых материалов, ДВФУ, Владивосток, 690950
*gruznev@iacp.dvo.ru

В работе рассмотрены процессы формирования атомной и электронной структуры комплексного 2D-соединения (Gd, Tl)/$GdSi_2$/Si(111), спонтанно формирующегося на поверхности Si(111) при совместной адсорбции Tl и Gd. Показано, что оно представляет собой один слой $GdSi_2$, стабилизированного сверху интерметаллическим слоем (Gd, Tl).

Введение

Соединения лантаноидов, элементов с недостроенными f-орбиталями, с тяжелыми элементами (Pb, Tl и т. п.), характеризующимися сильным спин-орбитальным взаимодействием (СОВ), привлекают внимание с точки зрения возможных необычных спиновых структур. Сочетания СОВ с обменным магнитным или кондовским взаимодействием 4f-электронов может приводить, например, к экзотическим механизмам рашбавского типа [1]. Особый интерес вызывают структуры пониженной размерности. Например, реконструкция $\sqrt{3}\times\sqrt{3}$-$CePb_3$/Si(111) обладает гигантским расщеплением состояний по спину и необычной спиновой текстурой [2]. С другой стороны, создание новых функциональных наноматериалов на основе редкоземельных силицидов [3, 4] также предоставляет потенциальную возможность использования их в устройствах спинтроники.

В данной работе представлены результаты экспериментальных исследований методами сканирующей туннельной микроскопии (СТМ), фотоэлектронной спектроскопии с угловым разрешением (ФЭСУР) и расчетов в рамках теории функционала плотности (DFT) системы (Gd, Tl)/Si(111).

Результаты

При совместном осаждении Tl и Gd на поверхность Si(111) при комнатной температуре с последующим кратковременным отжигом при T = 350 °C наблюдалось формирование ограненных 2D-островков одинаковой высоты (~1 нм), примерно в три раза превышающей высоту ступени кремния (рис. 1, *а*). Поверхность между островками при этом покрыта моноатомным слоем Tl; поверхность самих островков имеет несоразмерную периодичность близкую к 5×5. С увеличением покрытия Gd до ~2 монослоев (МС) островки коалесцируют в сплошную пленку. Анализ показал, что пленка представляет собой комплексную систему, не имеющую прямого объемного аналога и состоящую из одного слоя, близкого по структуре к $GdSi_2$, стабилизированного сверху интерметаллическим слоем (Gd, Tl), как показано на рис. 1, *в*. Двойной слой Si, расположенный между слоями Gd, сжимается в силицено-подобный слой, что характерно для всех многослойных силицидов лантаноидов. В присутствии Tl участки многослойного $GdSi_2$, формирование которых обычно сложно избежать при росте силицида на Si(111), не наблюдаются и структура (Gd, Tl)/$GdSi_2$/Si(111) занимает равномерно всю поверхность образца.

Зонная структура системы показана на рис. 1, *б*. Характерная для $GdSi_2$ дырочная зона в точке Γ смещена вниз по энергии и пересекается новой металлической зоной. Как результат антикроссинга, в точке Γ открывается щель, а зоны принимают форму «мексиканской шляпы». Расчеты зонной структуры методом DFT находятся в хорошем согласии с экспериментальными спектрами, что говорит в пользу предложенной модели. Ввиду одинаковых структур силицидов лантаноидов на Si(111) при существенных различиях в физических (например, магнитных) свойствах, данное соединение можно рассматривать как основу перспективного семейства материалов для устройств спиновой электроники.

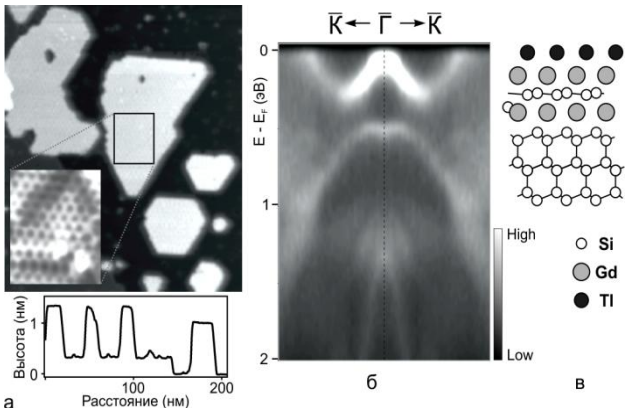


Рис. 1. СТМ-изображение (150×175 нм, на вставке – 15× ×18 нм) (*а*) и линейный СТМ-профиль, *б* – спектр ФЭСУР и *в* – структурная модель системы (Gd, Tl)/$GdSi_2$/Si(111)

Финансирование

Исследование выполнено при поддержке гранта РНФ № 22-12-00174, https://rscf.ru/project/22-12-00174/. Вычисления проводились с использованием оборудования ЦКП «Дальневосточный вычислительный ресурс» ИАПУ ДВО РАН (https://cc.dvo.ru).

Литература

1. D. Yu. Usachov, et al. // PRL. 2020. V. 124. P. 237202.
2. A. N. Mihalyuk, et al. // Nanoscale. 2022. V. 14. P. 14732.
3. D. V. Averyanov, et al. // JMST. 2023. V. 164. P. 179.
4. I. S. Sokolov, et al. // Small. 2023. V. 19. P. 2301295.

Ag наноструктуры на *c*-Si для детектирования ТФМ красителя и вируса гриппа А методами ГКР и машинного обучения

К. В. Пригода[1], В. О. Большаков[1], А. А. Ефименко[1,2], В. С. Левицкий[3], А. Т. Табаров[2], С. И. Павлов[1], В. А. Толмачев[1], А. А. Ермина[1], Ю. А. Жарова[1,*]

[1]Физико-технический институт им. А. Ф. Иоффе РАН, Политехническая ул., 26, Санкт-Петербург, 194021
[2]Физико-технический мегафакультет, Университет ИТМО, Кронверкский пр., 49, Санкт-Петербург, 197101
[3]НТЦ ТПТ, Политехническая ул., 28, Санкт-Петербург, 194021
*piliouguina@mail.ioffe.ru

В данной работе было успешно продемонстрировано сочетание многообещающего метода гигантского комбинационного рассеяния (ГКР) света и технологии машинного обучения. В качестве ГКР-активной подложки были предложены дендритные наноструктуры Ag, изготовленные простым и воспроизводимым методом восстановления $AgNO_3$ на поверхности *c*-Si. В зависимости от времени осаждения $AgNO_3$ были получены структуры с разной морфологией, которые меняются от островковой пленки Ag до малых дендритных форм Ag. Усиление комбинационного рассеяния достигалось путем возбуждения локализованного плазмонного резонанса и наличия «горячих точек» между плотно расположенными дендритными наноструктурами Ag. Спектры ГКР показали надежное обнаружение трифенилметанового красителя с концентрацией менее 10^{-7} М. Спектры ГКР вируса гриппа А в буферной среде STE классифицировались с помощью алгоритмов машинного обучения, в частности, методами главных компонент и опорных векторов. Был установлен процент точности обнаружения вируса гриппа А равный 76,6 ± 4,2% при концентрации общего белка в исследуемом аналите 300 мкг/мл.

Введение

Исследование оптических, в частности плазмонных, свойств металлических наночастиц носит большое значение как с точки зрения развития фундаментальной науки, так и с точки зрения новых или развивающихся прикладных применений. Возбуждение локализованного поверхностного плазмонного резонанса (ЛППР), возникающее в металлических наноструктурах при взаимодействии света со свободными электронами металла, позволяет резко увеличить электромагнитный отклик на поверхности наноразмерных структур [1]. Интерес к исследованию функциональных возможностей структур с ЛППР продолжает расти, и это связано с большим прикладным потенциалом плазмонных наноструктур во многих областях, включая солнечную энергетику [2], нанoплазмонную сенсорику [3], нелинейную оптику [4] и разработку оптических сенсоров (ГКР-активных подложек), работающих на эффекте гигантского комбинационного рассеяния света (ГКР) [5, 6]. Метод ГКР занимает особое место и по сей день, так как обещает стать одним из самых чувствительных, неразрушающих и неинвазивных методов диагностики [5]. Разработка и исследование структур, обладающих плазмонными свойствами, является одним из основных направлений в развитии оптических сенсоров для медицины и анализа биоматериалов в производственных процессах для защиты окружающей среды и др. Особенно перспективно выглядит совместное использование ГКР-активных подложек и алгоритмов машинного обучения [7]. Совокупность этих методов позволяет не только детектировать вирусы, но и с высокой точностью дифференцировать патогены на одной подложке без дополнительного использования антител или аптамеров [8]. Благодаря сочетанию ГКР и обработке данных алгоритмами машинного обучения (линейный дискриминантный анализ, метод главных компонент, метод опорных векторов) авторы [9, 10] продемонстрировали точность классификации от 83 до 95% для разных типов вирусов. Комбинация ГКР и машинного обучения имеет такие преимущества как скорость, универсальность и точность [11]. Однако вопрос экономической выгоды остается открытым. Это связано с количеством ресурсов и времени, которое необходимо потратить на производство ГКР-активных подложек для проведения диагностики.

Методика эксперимента

В данной работе были рассмотрены серебряные дендритные наноструктуры с разной морфологией на кремниевых подложках в качестве ГКР-активных подложек. В работе в качестве подложки использовался монокристаллический кремний (*c*-Si) *p*-типа с кристаллографической ориентацией (100) и сопротивлением 15 Ом·см. На подложки был осажден слой частиц Ag из раствор $AgNO_3$ + HF(48 %) + H_2O. Времена осаждения Ag для образцов O1, O2, O3 и O4 составили 10, 20, 30 и 40 секунд соответственно.

Вирус гриппа А был получен из аллантоисной жидкости куриного эмбриона и очищен путем ультрацентрифугирования. Сами вирусные частицы затем помещались в буферную среду STE (NaCl, Tris, and EDTA с pH = 8,0). Образец представлял собой суспензию вирусных частиц в буфере STE с концентрацией общего белка 300 мкг/мл (согласно методу Лоури). Полученный образец наносился на ГКР-подложку в объеме 1 мкл с помощью пипетки Пастера. В качестве контрольного образца использовалась чистая буферная среда STE без вирусных частиц.

Результаты

В результате проведенного восстановления $AgNO_3$ на поверхности c-Si были синтезированы серебряные структуры разной морфологии. Методом растровой электронной микроскопии (РЭМ) были получены РЭМ-изображения структур (рис. 1).

С помощью РЭМ-изображений были определены средние толщины серебряной структуры для исследуемых образцов, они составили: O1 – 74 нм,

O2 – 190 нм, O3 – 234 нм и O4 – 356 нм. Данные структуры были самопроизвольно образованы в процессе восстановления $AgNO_3$ из раствора на поверхности c-Si в течение 10, 20, 30 и 40 секунд. При анализе поперечного сечения РЭМ-изображений образцов были определены скорости осаждения серебра, которые составили 7,4±1,1, 9,5±2,2, 7,8±1,8 и 8,9±3,7 нм/с для образцов O1, O2, O3 и O4 соответственно. Следует отметить, что скорость осаждения не уменьшается с увеличением времени осаждения, из чего можно сделать вывод, что в используемом растворе достаточное количества Ag, а также не наблюдается истощения раствора.

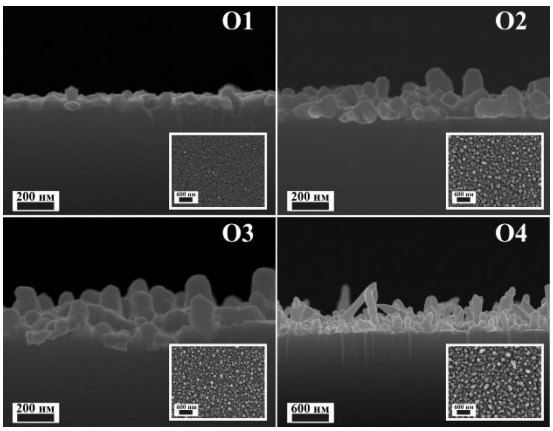


Рис. 1. РЭМ-изображения образцов O1, O2, O3 и O4 со слоями Ag (поперечное сечение); во вставках – изображения вида сверху

Методом спектральной эллипсометрии были получены спектры эффективных показателя преломления и коэффициента экстинкции, по которым были определены спектральные положения ЛППР для образцов O2, O3 и O4. Для образца O1, который представляет собой островковую пленку Ag, особенностей, связанных с проявлением ЛППР, не обнаружено.

Образец O4 с самой развитой морфологией является наиболее перспективным в качестве ГКР-активной структуры, так как спектральное положение ЛППР находится на длине волны 658 нм, которое близко к длине волны возбуждения He-Ne-лазера (633 нм). Спектральная близость этих двух параметров является определяющим параметром, так как усиление рамановского отклика достигается именно путем возбуждения ЛППР на Ag-структуре и наличия «горячих точек» между плотно расположенными дендритными наноструктурами Ag.

Функциональные возможности образца O4 изучались методом ГКР до и после нанесения на него исследуемых аналитов: 1) ТФМ красителя и 2) вируса гриппа А в буферной среде STE. Спектры ГКР вируса гриппа А в STE мало отличаются от спектров ГКР самой буферной среды, поэтому для их классификации ипользовались алгоритмы машинного обучения, в частности методы опорных векторов и главных компонент (рис. 2). Для исследуемых в данной работе структур был установлен процент точности обнаружения вируса гриппа А равный 76,6±4,2%.

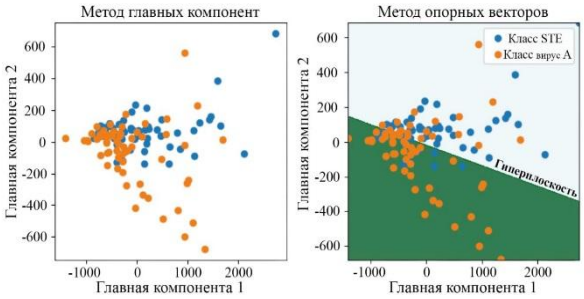


Рис. 2. Визуализация классификации спектров ГКР вируса гриппа А в буферной среде STE (оранжевые точки) и чистой буферной среде STE (синие точки) методами главных компонент и опорных векторов с гиперплоскостью, разделяющей спектры на две группы

Выводы

Метод создания ГКР-активных подложек в виде дендритных структур Ag без использования дорогостоящего оборудования, химреактивов, а также проанализированные их функциональные возможности методом ГКР и алгоритмами машинного обучения являются многообещающим путем развития, который позволит создать платформу для экспресс-детектирования вирусных частиц в образце без использования антител, что может поспособствовать тому, что ГКР-активные подложки станут более доступными для массового производства.

Финансирование

Работа выполнена при поддержке гранта РНФ № 24-22-00334.

Литература

1. Stefan Alexander Maier. Plasmonics: Fundamentals and Applications. Springer-Verlag US. (2007).
2. Y. H. Jang et al. // Chemical Reviews. 2016. V. 116 (24). P. 14982.
3. I. Shutsko, et al. // Adv. Opt. Mater. 2022. V. 10 (9). P. 2102783.
4. Z.-W. Yang, et al. // Adv. Opt. Mater. 2019. V. 7 (23). P. 1901010.
5. J. Langer, et al. // ACS Nano. 2020. V. 14 (1). P. 28–117.
6. A. Ermina, et al. // ASS. 2023. V. 608. P. 155146.
7. A. Tabarov, et al. // Biosensors. 2022. V. 12 (12). P. 1065.
8. S. Modak, et al. // Global Virology III: Virology in the 21st Century. 2019. P. 361–403.
9. Y. Lu, et al. // Biomed Opt Express. 2018. V. 9 (10). P. 4755–4766.
10. D. Paria, et al. // Nano Lett. 2022. V. 22 (9). P. 3620–3627.
11. S. Shanmukh, et al. // Nano Lett. 2006. V. 6 (11). P. 2630–2636.

Особенности влияния острия АСМ на транспорт в сильно неоднородных полупроводниковых нановискерах

А. А. Жуков[1,*], И. Е. Батов[1,2]

[1]Институт физики твердого тела им. Ю. А. Осипьяна Российской академии наук, Черноголовка, 142432
[2]Высшая школа экономики, Москва, 101000
*azhukov@issp.ac.ru

В работе исследовано влияние изменения локальной и глобальной концентрации носителей в сильно неоднородных полупроводниковых нановискерах InAs на фрактальную размерность поведения кривой манитопроводимости. Подробно рассмотрены различные сценарии перехода от режима кулоновской блокады в режим однородного диффузного транспорта в таких структурах.

Введение

В одномерных и квазиодномерных системах переход от режима кулоновской блокады в режим транспорта, в котором потенциальные барьеры играют уже не столь значительную роль в случае баллистического транспорта на примере углеродной нанотрубки, был достаточно подробно исследован ранее в работе [1]. В случае квазиодномерных сильно неоднородных систем, т. е. систем с внутренними потенциальными барьерами, ситуация оказывается достаточно сложной, и в настоящее время вопрос о том, как именно происходит переход от режима кулоновской блокады в режим практически однородного диффузного транспорта в таких системах остается открытым.

В данной работе представлены экспериментальные данные, которые демонстрируют, что переход от кулоновской блокады может проходить по двум сценариям, т. е. как через режимы резонансного транспорта, так и непосредственно в режим практически однородного диффузного транспорта. Кроме того, продемонстрировано влияние заряженного острия атомно-силового микроскопа на статистику универсальных флуктуаций проводимости.

Результаты

Нанопроволоки были выращены на подложке GaAs (111) при помощи методики осаждения металлорганических соединений из газообразной фазы. Для допирования кремнием во время роста добавлялся дисилан (Si_2H_6), изменение его концентрации позволяло выращивать нанопроволоки с различным уровнем допирования *n*-типа. Диаметр двух исследуемых проволок составлял 100 нм. Проволоки были помещены на подложку допированного Si(100) с проводимостью *n*-типа, покрытого слоем оксида SiO_2 толщиной 100 нм. Кремниевая подложка использовалась в качестве нижнего затвора. Термически напыленные Ti/Au контакты, а также маркеры были изготовлены при помощи электронной литографии. Расстояние между контактами исследованных проволок составляло от 2,9 мкм для проволоки N1 и 2,0 мкм для проволоки N2.

Обе нанопроволоки демонстрируют одинаковое поведение зависимости проводимости от напряжения на нижнем затворе, а именно воспроизводимые максимумы кулоновской блокады при низких затворных напряжениях и универсальные флуктуации проводимости на фоне общего линейного хода во всем диапазоне измеренных затворных напряжений.

Обе измеренные нанопроволоки также демонстрируют как универсальные флуктуации проводимости в зависимости $R^{-1}(B)$, так и переход от слаболокализационной квантовой поправки к антилокализационной из-за спин-орбитального взаимодействия при повышении концентрации носителей в системе.

На обоих нанопроволоках были проведены подробные эксперименты по исследованию магнитопроводимости в присутствии заряженного острия атомно-силового микроскопа, так называемая техника scanning gate microscopy (SGM). Для выбранного напряжения на нижнем затворе исследовалась эволюция результатов сканирования при слабом изменении затворного напряжения (шаг составлял 10 мВ) и магнитного поля (минимальный шаг составлял 100 мТ). При наименьшей исследованной концентрации оба образца демонстрировали наличие колец кулоновской блокады.

При повышении концентрации носителей в системе образцы продемонстрировали существенно разное поведение. Результаты сканирования методикой SGM для первого образца практически не изменялись как при изменении затворного напряжения, так и при увеличении магнитного поля. Таким образом было продемонстрировано, что при отходе от режима кулоновской блокады в системе возникло два дополнительных масштаба: первый – по энергии, который составлял ~200–300 мэВ, а второй – по магнитному полю, порядка одной теслы. При дальнейшем увеличении концентрации носителей поведение электронной системы нанопроволоки N1 становится неотличимым от аналогичного для любой системы с практически однородным диффузным транспортом, т. е. наблюдается эволюция результатов сканирования как при слабом изменении затворного напряжения, так и при прикладывании внешнего магнитного поля. Результаты сканирования методикой SGM для второго образца показали наличие непосредственного перехода от режима кулоновской блокады в режим практически однородного диффузного транспорта без возникновения промежуточных режимов с двумя дополнительными масштабами по энергии и магнитному полю.

Возникновение новых масштабов в образце N1 связано с тем, что проводимость системы в промежуточном состоянии определяется резонансными рассеивателями, присутствующими в системе. Основные

резонансные рассеиватели в образце N1 удалось визуализировать и показать, что их включение/выключение происходит на масштабах 200–300 мВ по затворному напряжению и при изменении магнитного поля на величину порядка одной теслы. Из-за того что именно резонансные рассеиватели в образце N1 определяют особенности транспорта в промежуточном состоянии, данный режим транспорта был назван «режимом резонансного транспорта». Было показано, что режим резонансного транспорта может быть как линейный, так и нелинейный.

Используя коррелятор $F(\Delta B)=\langle \delta R^{-1}(B)\delta R^{-1}(B+\Delta B)\rangle$, где $\delta R^{-1}(B)=\langle R^{-1}\rangle - R^{-1}(B)$, можно определить длину сбоя фазы электрона $l_\phi=\Phi_0/dB_c$. Величина характерного поля сбоя корреляций B_c определяется условием $F(B_c)=0{,}5F(0)$, где $\Phi_0=e/h$ – квант магнитного потока, а d – константа порядка единицы. Согласно работе [2] отклонение коррелятора оказывается пропорциональным изменению напряженности магнитного поля в степени γ, $\Delta F(\Delta B)=F(0)-F(\Delta B)\propto \Delta B^\gamma$. При этом величина данной степени определяет фрактальную размерность броуновского движения $D = 2-\gamma/2$ зависимости проводимости от магнитного поля $R^{-1}(B)$. Фрактальное броуновское движение такого рода было обнаружено ранее в квазибаллистических золотых нанопроводах [3]. В нашей работе показано, что величина фрактальной размерности броуновского движения D кривой магнитопроводимости равна единице для случая кулоновской блокады и однородного диффузного транспорта и достигает величины $D = 1{,}3$ в режимах резонансного транспорта.

Для образца N2 удалось продемонстрировать, что при помощи зонда атомно-силового микроскопа, который подавляет потенциальные барьеры в центральной части нанопроволоки, можно увеличить фрактальную размерность с $D = 1$ до $D = 1{,}175$. Таким образом, удалось показать, что в случае диффузной проволоки острие атомно-силового микроскопа может выступать не только в роли просто дополнительного рассеивателя, но в состоянии изменить статистику универсальных флуктуаций проводимости. Аналогичное изменение статистики для двумерных баллистических систем при внесении отрицательно заряженного острия атомно силового микроскопа ожидается в случае перевода квадратного интегрируемого бильярда ($D > 1$) в бильярд Синая ($D = 1$).

Кроме того, в работе приводятся предварительные данные по измерению электронного магнитотранспорта в линейном и нелинейном режимах, полученные на полупроводниковых нанопроволоках со сверхпроводящими ниобиевыми контактами.

Выводы

Представлены экспериментальные результаты измерения магнитотранспорта в допированных нанопроволоках InAs в присутствии заряженного острия атомно-силового микроскопа. Изменяя концентрацию носителей в исследуемой системе, удалось осуществить последовательный переход от режима кулоновской блокады в нелинейный резонансный режим, затем в линейный резонансный режим и, наконец, в режим однородного диффузного транспорта. Фрактальное броуновское поведение кривой магнитопроводимости было обнаружено в нелинейном и линейном резонансных режимах. Кроме того, показано, что при помощи зонда микроскопа удается перевести систему в промежуточный режим транспорта, в котором фрактальная размерность D вырастает от единицы до $D = 1{,}175$.

Финансирование

Работа выполнена при поддержке гранта РНФ № 23-22-00141.

Литература

1. A. Makarovski, J. Liu, and G. Finkelstein // Phys. Rev. Lett. 2007. V. 99. P. 066801.

2. R. Ketzmerick // Phys. Rev. B. 1996. V. 54. P. 10841.

3. H. Hegger, B. Huckenstein, K. Hecker, et al. // Phys. Rev. Lett. 1996. V. 77. P. 3885.

Рост $SnSe_2$, инициированный кристаллизацией тонкого аморфного слоя на поверхностях Bi_2Se_3(0001) и Si(111)

К. Е. Захожев[1,2,*], Д. И. Рогило[1], С. А. Пономарев[1], А. К. Гутаковский[1], К. А. Кох[3], Н. Н. Курусь[1], Д. В. Щеглов[1], А. Г. Милехин[1], А. В. Латышев[1,2]

[1]Институт физики полупроводников им. А. В. Ржанова СО РАН, ул. Пирогова, 30, Новосибирск, 630090
[2]Новосибирский государственный университет, ул. Пирогова, 2, Новосибирск, 630090
[3]Институт геологии и минералогии им. В. С. Соболева СО РАН, пр. Академика Коптюга, 3, Новосибирск, 630090
[*]k.zakhozhev@g.nsu.ru

Разработаны методики ван-дер-ваальсового гетероэпитаксиального роста на поверхностях Bi_2Se_3(0001) и Si(111), включающие этап кристаллизации тонкого аморфного слоя в колонне *in situ* отражательного электронного микроскопа. Получены пленки $SnSe_2$ толщиной 50 и 30 нм на поверхностях Bi_2Se_3(0001) и Si(111) соответственно. На поверхности пленки $SnSe_2/Bi_2Se_3$(0001) методом *ex situ* АСМ обнаружены холмы шестиугольной огранки с плоскими террасами на вершине с латеральными размерами 0,2–1 мкм. Показано наличие доменов с разной ориентацией граней и доменных границ для пленки $SnSe_2$/Si(111). Концентрация дислокаций с винтовой компонентой составила ~$2\cdot10^8$ см$^{-2}$ и ~$18\cdot10^8$ см$^{-2}$ для пленок на Bi_2Se_3(0001) и Si(111) соответственно. Методами ВРЭМ и КРС подтверждено получение пленок с фазой 1T-$SnSe_2$. Также при уменьшении соотношения потоков осаждаемых материалов Se/Sn показан переход от двумерно-островкового роста 1T-$SnSe_2$ к 3D-росту фазы SnSe при ~250 °C.

Одним из перспективных направлений исследований в области физики конденсированного состояния являются слоистые двумерные материалы, такие как дихалькогениды металлов, состоящих из слоев толщиной в несколько атомов и обладающие широким диапазоном поглощения. При этом ван-дер-ваальсовое взаимодействие между слоями обеспечивает отсутствие оборванных связей на поверхности и высокую механическую гибкость, что делает их перспективными для применения в оптоэлектронике, фотонике, в том числе гибкой электронике [1]. Однако разработка и оптимизация методик роста эпитаксиальных слоев 2D дихалькогенидов металлов (в частности, $SnSe_2$) высокого структурного совершенства как на классических, так и на ван-дер-ваальсовых полупроводниковых подложках, является актуальной проблемой, препятствующей применению данного класса материалов в современной полупроводниковой электронике.

Методики роста $SnSe_2$ на поверхностях Bi_2Se_3(0001) и Si(111)

В данной работе представлены методики роста $SnSe_2$ на подложках Bi_2Se_3(0001) и Si(111), включающие осаждение аморфного слоя $SnSe_2$ толщиной ~1 нм с соотношением потоков Se:Sn ~10:1 при температуре 100 °C и его кристаллизацию путем резкого увеличения температуры до ростовой (~250 °C) с дальнейшим одновременным осаждением атомов Se и Sn. Рост $SnSe_2$ на Si(111) также включает предварительную пассивацию поверхности монослоем Se при 100 °C [3].

Рост пленок осуществлялся в колонне *in situ* отражательного электронного микроскопа на базе просвечивающего электронного микроскопа JEM-7A (JEOL, Япония). В качестве осаждаемых материалов использовались селен (ОСЧ 22-4, чистотой 99,9995 %) и олово (Ted Pella, 99,999 %). Полученные пленки на поверхностях Bi_2Se_3(0001) и Si(111) изучены *ex situ* методами атомно-силовой микроскопии (АСМ, Bruker MultiMode 8-HR), комбинационного рассеяния света (КРС, Horiba XploRa Plus), высокоразрешающей просвечивающей электронной микроскопии (ВРЭМ, TITAN 80-300 cubed (FEI)) с энергодисперсионной спектроскопией (EDS).

Результаты

АСМ-анализ морфологии поверхностей полученных пленок (рис. 1) показал, что концентрация выходов на поверхность дислокаций с винтовой компонентой составила ~$2\cdot10^8$ см$^{-2}$ и ~$18\cdot10^8$ см$^{-2}$ для пленок на поверхностях Bi_2Se_3(0001) и Si(111) соответственно, что оказалось меньше, чем тот же показатель для пленок в известной литературе

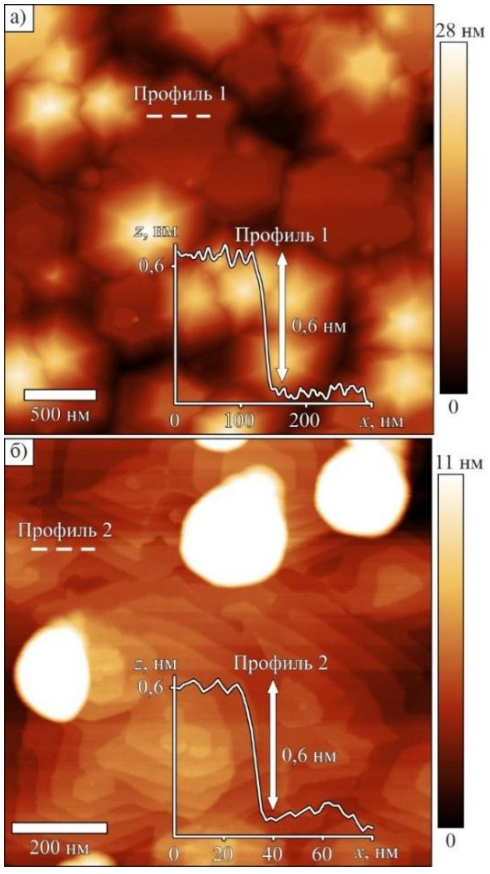


Рис. 1. АСМ-изображения поверхностей пленок $SnSe_2$: *а* – на поверхности Bi_2Se_3(0001); *б* – на поверхности Si(111)

(например, в работе [2] данный показатель составляет ~$31 \cdot 10^8$ см$^{-2}$). Высота молекулярных ступеней на поверхности составила ~0,6 нм, что соответствует высоте слоя $SnSe_2$. Для пленки $SnSe_2/Bi_2Se_3(0001)$ показано наличие холмов высотой 10 – 20 нм с гладкими террасами на их вершине с латеральными размерами 0,2–1 мкм, что для пленок $SnSe_2$ наблюдалось впервые. На поверхности пленки $SnSe_2/Si(111)$ обнаружены 3D-островки фазы SnSe, образованные в процессе уменьшения потока Se на последних этапах эксперимента, что означает наличие перехода от двумерно-островкового роста $SnSe_2$ к трехмерному росту фазы SnSe.

По результатам анализа атомного состава методом просвечивающей электронной микроскопии (ПЭМ) с EDS гетероструктуры $SnSe_2/Si(111)$, соотношение Se:Sn в области пленки составило ~2:1, что согласуется со стехиометрическим составом соединения $SnSe_2$, тогда как в области 3D-островка ~1:1, что соответствует фазе SnSe. ВРЭМ-анализ пленки $SnSe_2/Si(111)$ (Рис. 2) показал, что пленка имеет гексагональную структуру решетки пространственной группы P−3m1 с параметрами a = 0,38 нм и c = 0,62 нм, что соответствует фазе 1T-$SnSe_2$.

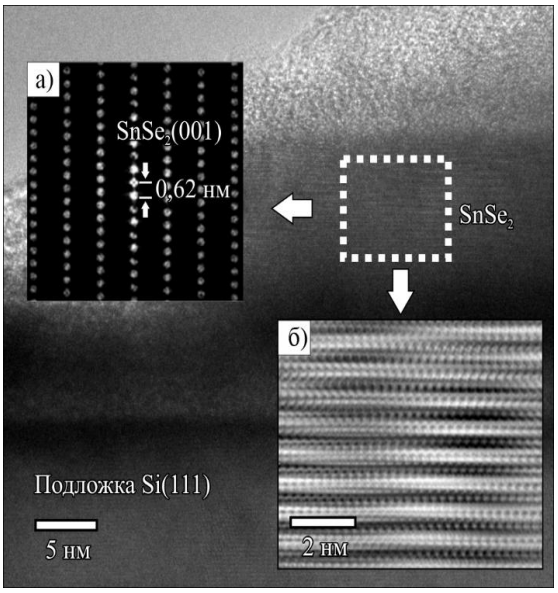


Рис. 2. ВРЭМ-изображение фрагмента поперечного сечения пленки $SnSe_2/Si(111)$: *а* – картина БПФ от участка, отмеченного белым квадратом; *б* – увеличенный фрагмент участка пленки

По результатам КРС обнаружен набор колебательных мод, соответствующих объемному слоистому $SnSe_2$ (Рис. 3. Спектры КРС полученных пленок). Плоскостная и внеплоскостная моды, E_g и A_{1g}, равны 118,6 см$^{-1}$ и 185 см$^{-1}$ соответственно, что согласуется с данными из литературы.

Также обнаружен дополнительный пик на 107 см$^{-1}$, соответствующий колебательной моде B_{3g} от 3D-островков SnSe, что согласуется с данными EDS.

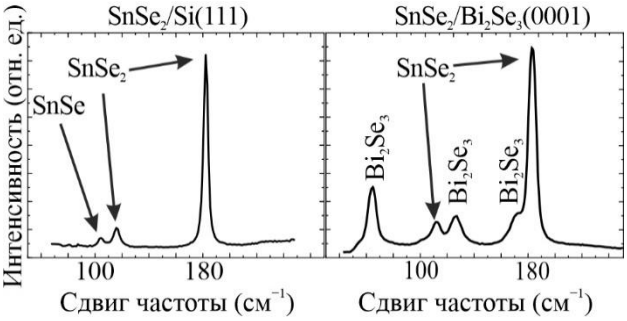


Рис. 3. Спектры КРС полученных пленок

Выводы

Разработаны методики роста слоистого $SnSe_2$ на поверхности $Bi_2Se_3(0001)$ и Si(111), а также реализован рост $SnSe_2$ на этих подложках. Концентрация выходов на поверхность дислокаций с винтовой компонентой составила ~$2 \cdot 10^8$ см$^{-2}$ и ~$18 \cdot 10^8$ см$^{-2}$ для пленок на поверхностях $Bi_2Se_3(0001)$ и Si(111), что является лучшим на данный момент показателем среди опубликованных работ. Для пленки $SnSe_2/Bi_2Se_3(0001)$ показано наличие холмов с гладкими террасами на их вершине с латеральными размерами 0,2–1 мкм, что для пленок $SnSe_2$ наблюдалось впервые. По результатам ВРЭМ-анализа пленка $SnSe_2/Si(111)$ имеет гексагональную решетку пространственной группы P−3m1, соответствующую фазе 1T-$SnSe_2$, что также подтверждено КРС анализом. При уменьшении потока селена на поверхность $SnSe_2/Si(111)$ обнаружен переход от двумерно-островкового роста $SnSe_2$ к 3D росту SnSe при температуре ~250 °C, что подтверждает ПЭМ-анализ стехиометрического состава пленки, а также анализ КРС-спектра.

Финансирование

Эксперименты на поверхности Si(111) выполнены при поддержке госзадания (проект № FWGW-2021-0007), эксперименты на поверхности $Bi_2Se_3(0001)$ выполнены при поддержке РНФ (грант № 22-72-10124). Работа проводилась с использованием оборудования ЦКП «Наноструктуры».

Литература

1. Z. Yang, et al. // Adv. Mater. Technol. 2019. V. 8. P. 1900108.

2. A. V. Matetskiy, et al. // Appl. Phys. Lett. 2016. V. 109. P. 021606.

3. S. A. Ponomarev, et al. // Optoelectron. Instrum. Data Process. 2022. V. 58. P. 564–570.

Сверхпроводимость модифицированных пленок свинца атомной толщины

А. В. Зотов[1,*], Л. В. Бондаренко[1], А. Ю. Тупчая[1], Ю. Е. Вековшинин[1,2], Д. В. Грузнев[1], А. Н. Михалюк[1,2], Н. В. Денисов[1], Т. В. Утас[1], А. А. Саранин[1,2]

[1]Институт автоматики и процессов управления ДВО РАН, Владивосток, 690041
[2]Институт наукоемких технологий и передовых материалов, Дальневосточный федеральный университет, Владивосток, 690950
*zotov@iacp.dvo.ru

Свинец – это единственный элемент, который сохраняет сверхпроводящие свойства вплоть до толщины пленки в один атом. В настоящем докладе рассматривается, как модификация пленок свинца атомной толщины (изменение структуры пленки путем использования особой процедуры приготовления, внедрение атомной прослойки разных материалов под пленку, изменение поверхностной структуры подложки кремния, сплавление пленки свинца с другими элементами) сказывается на сверхпроводящих свойствах пленки, в частности на величине критической температуры.

Обнаружение сверхпроводящих свойств у металлических пленок одно- и двухатомной толщины на кремнии [1] привлекло значительный интерес исследователей к изучению низкоразмерной сверх-проводимости в физическом пределе толщины пленок. Среди других элементарных сверхпроводников свинец – это единственный материал, который сохраняет сверхпроводящие свойства вплоть до толщины пленки в один атом. Однако критическая температура перехода в сверхпроводящее состояние для одноатомных пленок свинца значительно ниже, чем для объемного материала. Для одноатомных пленок Pb на Si(111), согласно данным транспортных измерений, она лежит в диапазоне 1,1–1,5 К [2, 3], а для объемного свинца равна 7,1 К. Возникает вопрос: можно ли увеличить критическую температуру у одноатомных пленок свинца?

В настоящем докладе приводится краткий обзор результатов по изучению влияния различных способов модификации одноатомных пленок свинца на их сверхпроводящие свойства, в частности на величину их критической температуры. В исследовании были использованы следующие способы модификации пленок.

- Путем использования двухступенчатой процедуры приготовления была сформирована одноатомная пленка Pb на Si(111), имеющая хорошо упорядоченную структуру с периодом $14\times\sqrt{3}$ [4].
- Между одноатомной пленкой Pb и подложкой Si(111) был внедрен одноатомный слой Mg [5].
- На одноатомную пленку Pb на Si(111) осаждали атомы Ga, что приводило к формированию двумерного упорядоченного сплава Pb-Ga с решеткой $\sqrt{43}\times\sqrt{43}$ [6].
- На поверхности Si(111)$\sqrt{3}\times\sqrt{3}$-B был сформирован бислой свинца, имеющий сотовую структуру плюмбена (свинцового аналога графена) [7].

На всех образцах были проведены *in situ* измерения слоевого сопротивления при низких температурах вплоть до 2 К, в том числе и при приложении магнитного поля до ~1,0 Т.

Исследование транспортных свойств плюмбена выполнено при поддержке гранта Российского научного фонда № 22-12-00174, https://rscf.ru/project/22-12-00174/

Литература

1. T. Zhang, et al. // Nature Phys. **6**. 104 (2010).
2. M. Yamada, et al. // Phys. Rev. Lett. **110**. 237001 (2013).
3. Y. Sato, et al. // Phys. Rev. Lett. **130**. 106002 (2023).
4. L. V. Bondarenko, et al. // Phys. Rev. **B**. **108**. 115428 (2023).
5. A. Y. Tupchaya, et al. // Appl. Surf. Sci. **589**, 152951 (2022).
6. L. V. Bondarenko, et al. // J. Alloys Compound. **969**. 17453 (2023).
7. D. V. Gruznev, et al. // Surf. Sci. **706**. 121784 (2021).

Применение резонансной фотоэмиссионной спектроскопии для исследования халькопиритных материалов для фотовольтаики

Т. В. Кузнецова[1,2,*], В. И. Гребенников[1], Д. И. Радзивончик[1], Р. Г. Чумаков[3], М. В. Якушев[1,2,4]

[1]Институт физики металлов им. М. Н. Михеева УрО РАН, ул. Софьи Ковалевской, 18, Екатеринбург, 620137
[2]Уральский федеральный университет имени первого Президента России Б. Н. Ельцина, ул. Мира, 19, Екатеринбург, 620002
[3]Национальный исследовательский центр «Курчатовский институт», ул. Акад. Курчатова, 1, Москва, 123182
[4]Strathclyde University, G4 0NG Glasgow, United Kingdom
*kuznetsova@imp.uran.ru

Методом резонансной фотоэмиссионной спектроскопии с использованием синхротронного излучения исследована электронная структура монокристаллов $CuInTe_2$, $CuGaTe_2$, $CuGaSe_2$. Показано, что интегральные интенсивности фотоэмиссии определяются атомными сечениями фотоионизации. С использованием энергетической зависимости атомных сечений фотоионизации определены парциальные плотности состояний компонентов.

Введение

Тройные соединения Cu-III-VI2 (III = Ga, In и VI = = S, Se, Te) – полупроводники прямой щелью имеют кристаллическую структуру тетрагонального халькопирита. Это семейство материалов используется во многих областях, включая нелинейную оптику, оптоэлектронику и фотоэлектрические устройства. Точное знание электронной структуры и физических свойств этих материалов очень важно для многих из этих применений. Несмотря на значительный объем исследований, посвященных этим материалам, все еще остаются проблемы с пониманием электронной структуры этих соединений, особенно происхождения межзонных переходов.

Одним из наиболее информативных методов изучения электронных состояний является резонансная фотоэмиссионная спектроскопия (RPES) с использованием синхротроного излучения [1]. В настоящей работе исследована зависимость формы спектров валентных полос от энергии фотонов.

Результаты

Рентгеновские фотоэмиссионные спектры (РФС) были получены с помощью синхротронного излучения, с энергией фотонов изменяемой от 50 до 1200 эВ. Энергетическое разрешение прибора 0,1 эВ. Совершенная рабочая поверхность приготовлена методом скола монокристаллических образцов непосредственно в сверхвысоковакуумной камере спектрометра.

Для разделения вклада отдельных компонентов в формирование валентных полос были использованы зависимость атомных сечений фотоионизации от энергии фотонов и резонансное усиление фотоэмисии на пороге возбуждения внутренних уровней. Изучены следующие процессы, сопровождающие фотоэмиссию электронов: виртуальное возбуждение атома и конкуренция между разными каналами его релаксации; прямое и двухступенчатое рождение фотоэлектрона; участие внутренних состояний в процессе фотоэмиссии электронов из валентных полос. Роль меди в формировании электронной структуры изучалась методом резонансной рентгеновской фотоэмиссии XPS) с возбуждением Cu 2*p* внутреннего уровня. Показано, что на меди (и других элементах с почти заполненной *d*-оболочкой таких, как кобальт, никель) отсутствуют долгоживущие возбужденные состояния (ловушки). Электрон, возбужденный с внутреннего уровня достаточно быстро покидает родительский атом, а образовавшаяся фотодырка распадается по оже-каналу с образованием двух дырок в валентной полосе на атоме переходного элемента. Такие дырки образуют сильно коррелированные состояния, энергетический спектр которых был измерен в наших экспериментах. При пороговом возбуждении Cu 2p-уровня получены двухдырочные конечные состояния в фотоэмиссии. Сильное взаимодействие дырок приводит к мультиплетному расщеплению этих состояний. Для анализа экспериментальных данных выполнены расчеты зонной структуры с использованием самосогласованного подхода в рамках формализма функционала плотности. Состояния Cu-3d имеют большое влияние на формирование электронной структуры исследуемых соединений. Обсуждается происхождение основных оптических переходов, которые происходят между гибридизованными полосами. Ожидается, что дополнительные знания об электронной структуре и детальное изучение процессов, возникающих при взаимодействии с электромагнитным излучением, будут полезны при дальнейших исследованиях структур на основе этих соединений.

Финансирование

Работа выполнена при поддержке проекта РНФ № 23-72-00067.

Литература

1. F. Mazzola, M. Nematollahi, Z. S. Li, S. Cooil, X. Yang, T. W. Reenaas, J. W. Wells. Resonant photoemission spectroscopy for intermediate band materials // Applied Physics Letters. 2015. 107(19).

Двумерные материалы в электронике: проблемы и перспективы

А. Ю. Кунцевич

Физический институт им. П. Н. Лебедева РАН, Ленинский пр., 53, Москва, 119991
*alexkun@lebedev.ru

Начиная с открытия монослоя графена в 2004 году двумерным (2D) материалам и гетероструктурам обещают большое будущее в микроэлектронике ввиду уникальных свойств – оптических, транспортных, в частности высоких подвижностей носителей заряда, а главное, способов сборки гетероструктур, в которых вместо сложных и дорогостоящих вакуумных процессов используется механическое совмещение слоев. Несмотря на инвестиции в разработку микроэлектронной технологии 2D-материалов и гетероструктур по всему миру за прошедшее десятилетие, их приборные применения носят штучный характер. У данного обстоятельства есть несколько причин, связанных с хрупкостью 2D-объектов, слабостью ван-дер-ваальсовых связей и невозможностью получения однородных слоев большой площади. В настоящий момент применения 2D-материалов выглядят ограниченными, равно как и число двумерных материалов, очень мало пригодных для применений. В докладе дается обзор современного состояния темы.

Большинство ван-дер-ваальсовых гетероструктур в лабораториях собираются из субмиллиметровых чешуек 2D-материалов, отщепляемых от монокристаллов. Таким образом получено огромное количество прототипов устройств, превосходящих имеющиеся микроэлектронные приборы: транзисторы, детекторы, мемристоры по ряду параметров. Стоит вопрос о том, как масштабировать новые устройства. Несмотря на систематическое продвижение в данной теме, приборов на рынке за единичными исключениями, нет. Необходимо отметить, что большинство двумерных материалов нестабильно на воздухе, особенно в атомно-тонком виде. Существует три основных 2D-материала, стабильно получаемых в масштабах стандартных пластин (от 4 дюймов): графен, гексагональный нитрид бора hBN, MoS_2, которые легко механически переносятся. Основными промышленными технологиями синтеза являются CVD, MOCVD и MOVPE. Считается, что нитрид бора способен защитить другие материалы от деградации, но это преувеличение: CVD hBN достаточно дефектен и прозрачен для воздуха.

Основной проблемой роста является невозможность получения больших монокристаллических слоев, что связано со случайным формированием зародышей роста. Изготовление контактов к 2D-слоям также является не очень надежной процедурой, потому что контакты могут быть очень резистивны, повреждаться электрическими импульсами, а также сами 2D-материалы достаточно хрупки. С учетом вышеперечисленных ограничений на сегодня разрабатываются несколько подходов к созданию приборов: (i) изделия, не требующие малого размера элементов; (ii) переход от монослоев к нескольким слойным, более однородным, менее структурно совершенным материалам; (iii) сборка из маленьких чешуек при помощи искусственного интеллекта и машинного зрения; (iv) перенос слоев 3D-материалов.

Ближайшую перспективу появления на рынке имеют следующие 2D-приборы: одиночные детекторы магнитного поля [1], газов [2], биомолекул [3], гибкие цифровые схемы на основе MoS_2 [4], матричные фотодетекторы [5].

Финансирование

Работа поддержана грантом РНФ № 23-12-00340.

Литература

1. B. T. Schaefer, L. Wang, et al. // Nature Communications. **11**. 4163 (2020).

2. B. Kwon, H. Bae, et al. // ACS Nano. **16**. 2176–2187 (2022).

3. Q. Han, J. Pang, et al. // ACS Sensors. **6**. 3841 (2021).

4. E Singh, P. Singh, et al. // ACS Appl. Mater. Interfaces. **11**. 11061–11105 (2019).

5. A. Dodda, D. Jayachandran, et al. // Nature Materials. **21**. 1379–1387 (2022).

Наноразмерные источники оптического излучения на основе эффекта неупругого туннелирования электронов в сверхвысоковакуумном СТМ

Д. В. Лебедев[1,2,*], Н. А. Соломонов[1,3], К. Н. Новикова[1,3], С. В. Федина[1], Л. Н. Дворецкая[1], В. В. Федоров[1], А. В. Архипов[3], А. О. Голубок[2], Д. В. Павлов[4], А. А. Кучмижак[4,5], И. С. Мухин[1,3]

[1]СПбАУ РАН им. Ж. И. Алферова, ул. Хлопина, 8, корп. 3, Санкт-Петербург, 194021
[2]ИАП РАН, Рижский пр., 26, Санкт-Петербург, 190103
[3]СПбПУ им. Петра Великого, ул. Политехническая, 29, Санкт-Петербург, 195251
[4]ИАПУ ДВО РАН, ул. Радио, 5, Владивосток, 690041
[5]ДВФУ, п. Аякс, 10, о. Русский, Владивосток, 690922
[*]denis.v.lebedev@gmail.com

В работе были исследованы 3 типа плазмонных и диэлектрических наноантенн: кремниевые наночастицы, полученные методом СТМ-нанолитографии; полупроводниковые нитевидные нанокристаллы GaP, полученные методом молекулярно-лучевой эпитаксии; нанобампы, полученные методом фемтосекундной лазерной печати. Была изучена возможность использования таких структур в качестве плазмонных наноантенн для компактных электроуправляемых источников оптического излучения, принцип действия которых основан на явлении неупругого туннелирования электронов. Экспериментально показано, что все три типа структур имеют повышенную плотность оптических состояний, что позволяет использовать данные объекты в качестве наноразмерных источников оптического излучения на основе эффекта генерации фотонов при неупругом туннелировании электронов.

Введение

В настоящее время большой интерес вызывает возможность разработки масштабируемой технологии создания наноразмерных электроуправляемых источников оптического излучения, которые могли бы быть интегрированы в состав компьютерных чипов. В связи с этим все большее внимание оказывается обращено к возможности использования для создания микро- и наноразмерных оптических источников эффекта генерации фотонов при неупругом туннелировании электронов через наноконтакт [1].

Данное явление может эффективно исследоваться с использованием сканирующего туннельного микроскопа (СТМ) [2–4]. Одним из его преимуществ является возможность in-situ модификации поверхности изучаемой структуры метод СТМ-литографии [5, 6]. В то же время, использование методов туннельной спектроскопии позволяет получать локализованные данные не только о топографии, но и об электронных свойствах наблюдаемых объектов.

Данная работа посвящена изучению наноструктур, создаваемых методами СТМ-нанолитографии, молекулярно-пучковой эпитаксии и фемтосекундной лазерное печати, методами оптической спектроскопии, туннельной микроскопии и спектроскопии. Исследовалась, в частности, возможность использования таких структур в качестве плазмонных наноантенн для компактных управляемых источников оптического излучения, принцип действия которых связан с явлением неупругого туннелирования электронов.

Результаты

Процессы рождения фотонов при неупругом туннелированнии электронов исследовались с помощью методики СТМ индуцированной люминесценции (СТМ-Л). Детальное описание экспериментальных подходов и применяемой установки приведено в работе [5]. Суть эксперимента заключается в возможности регистрации оптического излучения из области туннельного контакта зонд – СТМ-образец. При этом так же была реализована схема одновременной регистрации оптического сигнала и СТМ-топографии образца. Такой подход позволяет получать распределение локальной плотности оптических состояний вдоль поверхности образца.

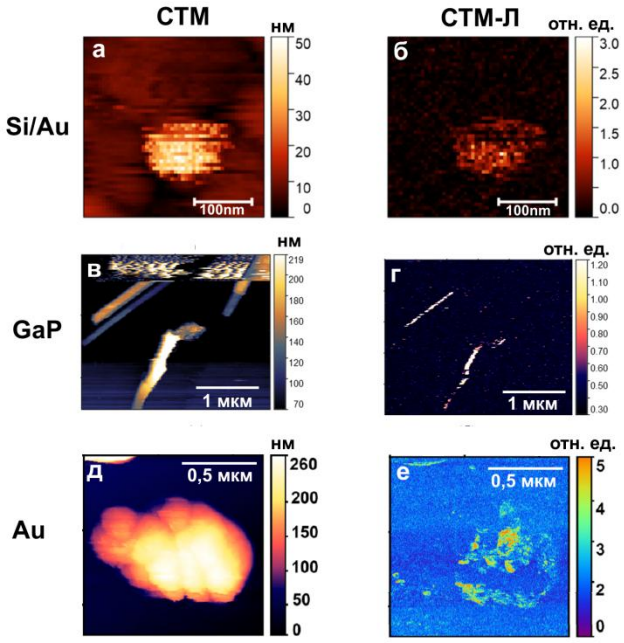


Рис. 1. СТМ-топография гибридных Si/Au наноантенн (*а*), GaP-нановискера (*в*), Au-нанобампа (*д*) и соответствующие им карты распределения СТМ индуцированной люминисценции (*б*, *г*, *е*)

Ранее авторами был разработан метод СТМ-литографии, позмоляющий формировать гибридные Si/Au наноструктуры [7]. На рис. 1 представлены СТМ-изображение одиночного Au/Si нанохолма полученного методом СТМ-литографии (*а*) и соответствующая карта СТМ-Л (*б*), полученная синхронно с топографией. Для получения изображений использовались следующие параметры обратной связи СТМ:

I_sp=3 нА,V_b=2,5 В. На карте СТМ-Л (рис. 1, *б*) наблюдается усиление интенсивности излучения света в области нанохолма относительно Au/Si-пленки. Это позволяет сделать вывод, что в отличие от немодифицированной поверхности нанохолм обладает ярко выраженными оптическими свойствами, обеспечивающими усиление эмиссии фотонов в туннельном контакте, выполняя роль оптической наноантенны.

С учетом возрастающего интереса к исследованию A^3B^5-структур, а также их уникальных оптических свойств, было предложено в качестве диэлектрической наноантенны использовать нитевидный нанокристалл (ННК или нановискера) GaP, полученный методом молекулярно-пучковой эпитаксии. Рост ННК осуществлялся на установке молекулярно-пучковой эпитаксии (МПЭ) Veeco GEN-III с использованием кнудсеновской ячейки в качестве источника III-группы (Ga) и крекерного источника V-группы – фосфора с игольчатыми клапанами для прецизионной установки величины молекулярных потоков. Для СТМ-Л-исследования образцов с ННК GaP приготовленные ранее образцы помещались в вакуумную камеру СТМ и подвергались термическому отжигу при 150 °C в течение 20 мин. Этот этап необходим для максимального удаления слоя адсорбатов, в частности для удаления водяной пленки между вискером и проводящей поверхностью. Получение стабильной СТМ-картины от GaP нитевидных нанокристаллов не является тривиальной задачей. В связи с этим сканирование происходило при крайне нетипичном напряжении смещения (7 В и выше). Типичные СТМ- и СТМ-Л-картины для единичного нановискера представлены на рис. 1, *в*, *г*. На СТМ-топографии рис. 1, *с* наблюдается 4 отдельнолежащих вискера. Согласно карте СТМ-Л оптическое излучение регистрируется только от двух вискеров. Мы объясняем наличие СТМ-Л-сигнала на GaP ННК повышенной локальной плотностью оптических состояний в туннельном зазоре СТМ-зонд-образец. Таким образом, механизм оптического излучения в данном случае может быть связан с неупругим туннелированием электронов.

Фемтосекундные (фс) лазерные импульсы вызывают локальные сверхбыстрые переходы из твердой в жидкую фазу в облучаемом веществе, обеспечивая простой и недорогой способ формирования различных плазмонных наноструктур [7]. С помощью методики фемтосекундной лазерной печати могут быть получены плазмонные наноструктуры в форме полых нановыпуклостей (нанобампов) параболической формы. Результаты СТМ-Л исследования полученных в ходе выполнения проекта нанобампов представлены на рис. 1, *д*, *е*. В ходе эксперимента мы одновременно регистрировали топографию и карту СТМ-Л (в качестве оптического сигнала был получен интегральный сигнал в видимом спектральном диапазоне) при токе менее 1 нА и напряжении смещения 2,5 В (поскольку СТМ-Л в видимом спектральном диапазоне возникала только при напряжениях, превышающих примерно 1,5 В), а скорость сканирования устанавливалась в соответствии с временем интегрирования лавинного диода. На рис. 1 хорошо видно, что наличие нановыступа коррелирует с увеличением локальной плотности оптических состояний, что проявляется в более эффективном преобразовании тока в фотон в туннельном зазоре СТМ. Можно сделать вывод, что нанобамп повышает эффективность эмиссии фотонов при неупругом туннелировании электронов по сравнению с гладкой поверхностью золота, таким образом выступая в качестве оптической наноантенны. Этот факт подтверждает принципиальную возможность использования подобных наноантенн, изготовленных лазерной печатью, в качестве наноразмерных источников видимого света с электроуправлением.

Выводы

Экспериментально показано, что все три типа исследуемых структур имеют повышенную плотность оптических состояний, что позволяет использовать данные объекты в качестве наноразмерных источников оптического излучения на основе эффекта генерации фотонов при неупругом туннелировании электронов.

Развитые в ходе работы методики совместимы с полупроводниковыми материалами, что делает их потенциально совместимыми с современным КПОМ-техпроцессом. Данный факт предполагает легкую интеграцию, а значит, быстрое внедрение оптоэлектронных решений в современные вычислительные технологии.

Финансирование

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского научного фонда (проект № 21-79-10346).

Литература

1. Lambe J., McCarthy S. L. // Phys. Rev. Lett. 1976. V. 37. P. 923–925

2. Lebedev D. V., Mozharov A. M., Bolshakov A. D., Shkoldin V. A., Permyakov D.V., Golubok A. O., Samusev A. K., Mukhin I. S. // PSS (RRL). 2020. V. 14. P. 1900607.

3. Lebedev D. V., et al. // JPCL. 2023. V. 14. P. 5134–5140.

4. Lebedev D. V., et al. // JPCL. 2022. V. 13, № 20. P. 4612–4620.

5. Hla S.W. // Rep. Prog. Phys. 2014. V. 77. P. 056502.

6. Kornilov V.M., Lachinov A.N. // Microelectron. Eng. 2003. V. 69. P. 399–404.

7. Malinauskas M., et al. // Light: Science Applications. 2016. 5, e16133–e16133.

Послойный анализ многослойных неоднородных ультратонких пленок с субнанометровым разрешением

А. В. Лубенченко[1,*], О. И. Лубенченко[1], Д. А. Иванов[1], Д. С. Лукьянцев[1], А. Б. Паволоцкий[2], О. Н. Павлов[1]

[1]НИУ «МЭИ», ул. Красноказарменная, 14, Москва, 111250
[2]Chalmers University of Technology, st. Maskingränd, 2, Göteborg, 41296, Sweden
*lubenchenkoav@mpei.ru

В работе представлен метод послойного химического фазового анализа многослойных неоднородных ультратонких пленок с субнанометровым разрешением, основанный на рентгеновской фотоэлектронной спектроскопии с угловым разрешением и спектроскопии характеристических потерь энергии фотоэлектронов. Определен послойный химический фазовый состав окисленной ультратонкой ниобиевой пленки на кремниевой подложке.

Введение

Для получения информации о поверхности и послойном составе ультратонких пленок на нанометровом уровне требуются методы с высоким (субнанометровым) разрешением. Одним из неразрушающих методов анализа поверхности является рентгеновская фотоэлектронная спектроскопия (РФЭС). РФЭС обладает высокой чувствительностью к поверхности и предоставляет информацию о элементном составе, химических фазовых состояниях и их распределениях по глубине.

Как правило, приповерхностная область является не только многослойной, но и слоисто-многокомпонентной и многофазной. Послойный анализ на основе интерпретации фотоэлектронных спектров от таких мишеней является сложной обратной задачей со многими заранее неизвестными параметрами. Для корректного решения этой задачи в работе [1] предлагается:

1) метод вычитания фона с учетом различия потерь энергии на поверхности и в объеме;

2) метод разложения фотоэлектронной линии на составляющие пики, учитывающий физическую природу различных параметров разложения;

3) аналитическая формула для определения толщин слоев многослойной мишени.

Для построения послойного профиля необходимо знание очередности слоев мишени и параметров рассеяния электронов в этих слоях. Как правило, информация об этом заранее не известна. Для однозначного решения задач распределения слоев в работе предлагается использовать рентгеновскую фотоэлектронную спектроскопию с угловым разрешением (вариации углов эмиссии фотоэлектронов достигаются путем поворота мишени относительно направления визирования энергоанализатора) и спектроскопии характеристических потерь энергии фотоэлектронов.

Совместный анализ фотоэлектронных линий, сформированных нерассеянными и упруго рассеянными электронами, и фона для данной линии, сформированного неупругорассеянными электронами, при различных углах визирования, позволит достоверно определять послойные химические фазовые профили с субнанометровым разрешением.

В работе исследовались ультратонкие пленки Nb. Ниобий напылялся на кремниевую подложку методом магнетронного напыления. Рентгеновские фотоэлектронные спектры были получены с помощью модуля электронно-ионной спектроскопии на базе платформы Нанофаб 25 (НТ-МДТ).

Послойный химический фазовый анализ ультратонких пленок

Для определения послойного химического и фазового состава поверхности будем решать последовательно три задачи: 1) вычитание фона многократно неупругорассеянных фотоэлектронов, 2) разложение линии на составляющие пики (определение интенсивности и положений парциальных пиков), 3) определение модели мишени и расчет толщин слоев многослойной мишени. Первая и вторая задачи взаимосвязаны. Неизвестные параметры, от которых зависит расчет фона и пиков упругорассеянных фотоэлектронов, должны быть определены совместно.

Фон $B(E)$ в области энергий от $E_{\min}$ до $E_{\max}$ для спектральной линии с учетом неоднородности образца, различия неупругих потерь энергии в объеме и на поверхности, многократного упругого рассеяния будем искать на основе формулы

$$B(E) = \int_{E}^{E_{\max}} \Phi(E - E') J^{*}(E') dE'. \qquad (1)$$

Здесь $\Phi(\Delta)$ – приведенная функция неупругих потерь; $J^{*}(E) = J(E) - B_{\text{p}}(E)$, где $J(E)$ – плотность потока электронов, определяемая из экспериментального спектра, $B_{\text{p}}(E)$ – первичный фон, определяемый из предшествующей спектральной линии (или нескольких линий). Функция $\Phi(\Delta)$ зависит от вида неупругих потерь энергии в приповерхностных слоях, параметра поверхностного возбуждения, закона неупругих потерь в объеме каждого слоя и толщины слоев. Если использовать однородную полубесконечную модель мишени, то выражение (1) приводит к формуле Тоугорда [2]. Вид функции $\Phi(\Delta)$ для двухслойной модели мишени представлен в работе [1], для двухслойной многокомпонентной модели мишени – в [3].

На рис. 1 представлен спектр характеристических потерь энергии фотоэлектронов линии Nb 3*d* от окисленной ниобиевой пленки толщиной 10 нм. Кружками показаны экспериментальные данные, пунктирной линией – расчет фона с использованием однородной полубесконечной модели мишени, пунктирной линией с точками – расчет фона с использованием двухслойной модели мишени в модели, сплошной линией – расчет фона с использованием двухслойной многокомпонентной модели мишени.

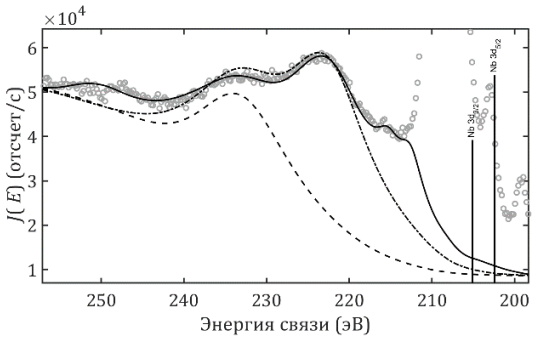


Рис. 1. Спектр характеристических потерь энергии фотоэлектронов линии Nb 3*d* от окисленной ниобиевой пленки

При проведении элементного анализа окисленной на воздухе ультратонкой пленки ниобия на кремниевой подложке были обнаружены элементы Nb, C, O. Кремний не был обнаружен. Это говорит о том, что глубина залегания кремния в мишени больше, чем глубина зондирования (информационная глубина).

Фазовый анализ будем проводить по методике, изложенной в работе [1]. Так как в пленке обнаружены элементы ниобий и кислород, то должны присутствовать различные фазы ниобия: металлический ниобий, субоксиды ниобия и высший оксид ниобия. Углерод находится в приповерхностных слоях, осажденных из воздуха. Химические связи ниобия с углеродом не обнаружены. При разложении спектральной линии Nb 3*d* на парциальные пики используется фойгтовский профиль, учитывается дуплетная структура и сателлитные пики, обусловленные немонохромностью пушки, параметры спектральной линии, полученные при анализе спектра чистого ниобия: энергия связи Nb 3*d* 202,3 эВ; энергия спин-орбитального взаимодействия 2,75 эВ; собственная ширина линии 0,31 эВ.

На рис. 2 представлены рентгеновские фотоэлектронные спектры линии Nb 3*d* окисленной ультратонкой ниобиевой пленки при различных углах визирования 0º, 40º и 60º. Кружками показаны экспериментальные данные, сплошной линией – расчет. Фон рассчитывался с использованием двухслойной многокомпонентной модели мишени (см. рис. 1). При разложении учитывались фазы Nb, Nb_2O, NbO, Nb_2O_3, NbO_2, Nb_2O_5.

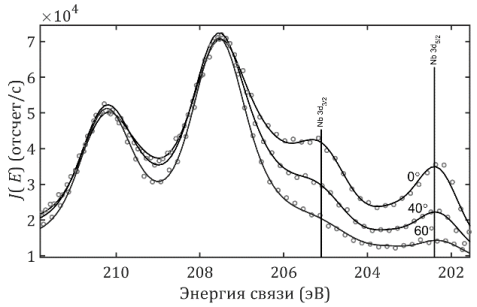


Рис. 2. Рентгеновские фотоэлектронные спектры линии Nb 3*d* от окисленной ниобиевой пленки для различных углов визирования 0º, 40º и 60º

Для послойного анализа введем модель мишени. Измеряемый спектр формируется участком мишени площадью порядка 1 мм^2, характерные размеры которого на порядки больше глубины зондирования. В этом случае происходит усреднение сигнала РФЭС по горизонтали, но не по вертикали. Тогда можно использовать модель мишени, состоящей из нескольких плоскопараллельных однородных слоев, имеющих толщину порядка нанометра, нанесенных на полубесконечную подложку. В этой модели горизонтальные неоднородности (островки, межслоевые шероховатости, включения и т. п.) усредняются по слою. Каждый слой в многослойной мишени может быть многокомпонентным. Относительную концентрацию компоненты (связанного элемента) в слое можно рассчитать по парциальным интенсивностям спектральных линий компонент, определенных после процедуры разложения фотоэлектронной линии на составляющие пики. В данной модели мишени особую важность приобретает порядок расположения слоев (структура мишени). Этот порядок будем определять из фазового анализа экспериментов при различных углах визирования.

Информационная глубина анализа зависит от вещества и угла визирования. Для мишени из оксида ниобия при угле визирования 0º она равна 9,6 нм, 40º – 7,4 нм и 60º – 4,8 нм. Изменяя угол визирования, мы изменяем область анализа по глубине.

Фазовый анализ показывает, что при увеличении угла визирования относительная интенсивность пиков, соответствующих фазе Nb_2O_5, значительно увеличивается, относительные интенсивности пиков фаз NbO_2 и Nb_2O_3 слабо увеличиваются, относительные интенсивности пиков фаз Nb_2O и NbO уменьшаются, относительная интенсивность пиков фазы Nb сильно уменьшается. Это позволяет предложить модель мишени, состоящей из 4 слоев на кремневой подложке: нижний слой 1 состоит из Nb, слой 2 – Nb_2O и NbO, слой 3 – NbO_2 и Nb_2O_3, верхний слой 4 – Nb_2O_5.

Расчет толщин слоев проводится по формуле из работы [1]. Результаты расчета представлены в таблице 1. Толщины слоев, рассчитанные для различных углов визирования, совпадают. Это говорит об адекватности выбранной модели мишени.

Таблица 1. Послойный химический фазовый профиль окисленной пленки для различных углов визирования 0º, 40º и 60º

	d, нм			Химическая формула
	0º	40º	60º	
4	2,4±0,3	2,4±0,3	2,33±0,21	Nb_2O_5
3	1,25±0,19	1,27±0,18	0,94±0,13	0,56 Nb_2O_3+0,44 NbO_2
2	1,50±0,22	1,30±0,18	1,26±0,16	0,55 Nb_2O+0,45 NbO
1	толщина не определена			Nb

Финансирование. Работа выполнена при финансовой поддержке Министерства науки и высшего образования Российской Федерации в рамках государственного задания № FSWF-2023-0016.

Литература

1. A. V. Lubenchenko, et al. // Applied Surface Science. 2018. V. 427. P. 711.

2. S. Tougaard // Surface and Interface Analysis. 1997. V. 25. P. 137.

3. А. В. Лубенченко и др. // Поверхность. Рентгеновские, синхротронные и нейтронные исследования. 2018. № 7. С. 64.

Об ионной проводимости зонда в виде капилляра с наноаппертурой

С. Ю. Лукашенко*, О. М. Горбенко, М. В. Жуков, С. В. Пичахчи, И. Д. Сапожников, М. Л. Фельштын, А. О. Голубок

Институт аналитического приборостроения РАН, ул. Ивана Черных, 31-33, Санкт-Петербург, 198095
*lukashenko13@mail.ru

В работе представлены экспериментальные вольт-амперные характеристики нанокапилляров в физиологических растворах и предложена численная модель, демонстрирующая хорошее количественное согласие с экспериментальными данными. Развитая в работе модель используется как для расчета тока насыщения, протекающего через апертуру нанозонда, расположенного вдали от образца, так и для анализа кривой подвода, отражающей зависимость ионного тока от расстояния до образца. Считается, что при приближении нанозонда к образцу на расстояние порядка радиуса его апертуры (~50 нм) должно наблюдаться уменьшение ионного тока. Однако при отрицательном потенциале на капилляре при его приближении к образцу ионный ток не убывает, а увеличивается до значения выше тока насыщения, и только затем убывает. Мы называем такое неожиданное поведение кривой подвода «пик-эффектом». При различной исходной концентрации ионов внутри и снаружи нанокапилляра может наблюдаться 6-кратное увеличение ионного тока по сравнению с током насыщения.

Введение

В сканирующей микроскопии ионной проводимости, также называемой сканирующей капиллярной микроскопией (СКМ) [1], измеряется ионный ток, протекающий через заостренный стеклянный нанокапилляр, расположенный вблизи исследуемого образца. СКМ привлекает внимание исследователей в связи с возможностью визуализации и изучения свойств биообъектов в нативном состоянии с пространственным разрешением ~50 нм. Для получения изображения зонд приближается к образцу на расстояние порядка размера апертуры и осуществляется механическое сканирование. Для стабилизации тока, как и во всех сканирующих зондовых микроскопах, используется петля обратной связи. В основу СКМ заложено естественное предположение об уменьшении ионного тока при приближении нанозонда к образцу на расстоянии порядка радиуса его апертуры (~ 50 нм). В эксперименте обычно рабочий ток устанавливают лишь на ~(0,5–1)% меньше тока насыщения, протекающего через капилляр на большом расстояние от объекта.

В связи с развитием СКМ стали активно исследоваться электрокинетические и электрокапиллярные эффекты, возникающие вблизи наноапертуры стеклянного зонда. При этом особый интерес вызывает нелинейное поведение ионного тока в наноканалах [2], которое характеризуют с помощью коэффициента нелинейности (коэффициент ректификации), определяемого как отношение токов, измеренных при положительном и отрицательном напряжении. В общем случае нелинейный характер ионного тока связан с возникновением заряда на поверхности наноканала. Известно, что на поверхности стекол и полимеров различных составов при контакте с водными растворами образуются отрицательно заряженные оборванные связи. Транспорт ионов вблизи границ твердого тела и жидкости может радикально отличаться от такового в объеме из-за кулоновского взаимодействия с заряженной поверхностью и перекрытия потенциалов двойного электрического слоя между близко расположенных стенок интерфейсов ~(1–100) нм. Этот эффект используется, например, в нанопоровой сенсорике (pH-сенсор [3], безметочный биосенсор [4]). Заметим, что обычно при сравнении теории и эксперимента демонстрируется хорошее совпадение расчетных и экспериментальных коэффициентов ректификации, измеренных вдали от поверхности, однако абсолютные значения измеренных электронных токов плохо согласуются с их расчетными значениями. Это несоответствие, по-видимому, связано с тем, что в расчетных моделях, описывающих диффузионный, электрофоретический и электроосмотический потоки путем совместного решения уравнений Пуассона – Больцмана, Нернста – Планка и Навье – Стокса (ПБ-НП-НС) в присутствии поверхностного заряда, не учитывается протекающая на хлорсеребряных электродах электрохимическая реакция преобразования ионного тока в экспериментально измеряемый электронный ток.

Кроме того, в ряде экспериментов при отрицательном потенциале на капилляре при его приближении к образцу ионный ток не убывает, а увеличивается до значения выше тока насыщения и только затем убывает. Мы называем такое неожиданное поведение кривой подвода «пик-эффектом». Цель данной работы – выявление и учет факторов, влияющих как на величину ионного тока, протекающего через апертуру нанозонда, расположенного вдали от образца, так и на его зависимость от расстояния до образца.

Результаты

Построена детальная модель ПБ-НП-НС для ионного тока, протекающего через апертуру нанокапилляра вблизи и вдали от поверхности образца, учитывающая поверхностный заряд, и проведено сравнение расчетных и экспериментальных данных. Нанопипетки изготавливались с помощью пуллера (MDI PMP-107 Mcropipette Puller) из боросиликатных стеклянных капилляров с внутренним и внешним диаметром 0,69 и 1,2 мм соответственно. Геометрия наноканалов в капиллярах детально определялась с помощью просвечивающего и сканирующего электронных микроскопов (рис. 1).

В качестве электролита использовался буферный раствор PBS pH 7,4. Хлорсеребрянные электроды

изготавливались из серебрянных проволок диаметром 30 мкм, а хлорид серебра наносился с помощью раствора гипохлорида натрия.



Рис. 1. Электронное изображение зонда СКМ, полученное с помощью просвечивающего электронного микроскопа

Для нанопипеток с радиусом апертуры r_i ~(30–50) нм коэффициент нелинейности составил ~(1,1–2,0). Для макрокапилляров наблюдалось ~60% увеличение расчетного ионного тока по сравнению с экспериментально измеренным электронным током и ~80% увеличение в случае нанокапилляров (рис. 2). Такое расхождение мы связываем с тем, что в расчетной модели не учитывается скорость электрохимической реакции на хлорсеребряных электродах. Поскольку строгий учет электрохимической реакции существенно усложняет модель, мы предлагаем ввести эмпирический поправочный коэффициент, аналогичный коэффициенту, используемому при определении константы скорости химической реакции. Для определения поправочного коэффициента $A = I_{mod}/I_{exp}$, где I_{mod} – расчетный ионный ток, I_{exp} – экспериментально измеренный электронный ток, было проведено измерение и полноразмерное моделирование ионного тока, протекающего через макрокапилляр, с внутренним диаметром 690 мкм и длиной 15 см, когда поверхностными эффектами в расчетной модели можно было принебречь. Для поправочного коэффициента было получено значение A = 1,6.

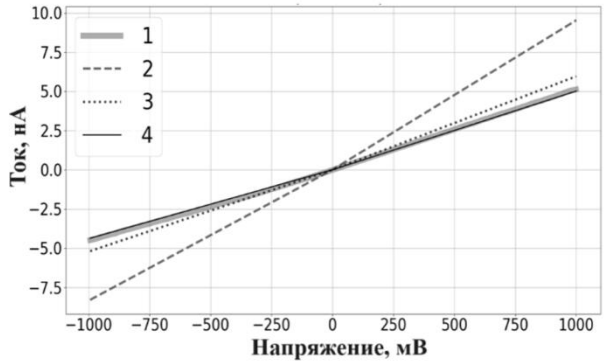


Рис. 2. ВАХ нанокапилляра (r_i =35 нм): *1* – экспериментальная ВАХ, *2* – модельная ВАХ, *3* – модельная ВАХ с учетом реакции на электроде, *4* – модельная ВАХ с учетом реакции на электроде и вязкости на стенках

На рис. 3 представлены экспериментальные и модельные зависимости ионного тока от перемещения сканера при уменьшении зазора между зондом и образцом (кривые подвода) при одинаковой концентрации электролита внутри и снаружи нанокапилляра. Наилучшее схождение расчетных и экспериментальных данных достигнуто при учете зависимости поверхностного заряда и вязкости от расстояния между зондом и образцом. При разной концентрации электролита внутри и снаружи капилляра обнаружено многократное увеличение ионного тока при сближении с поверхностью по сравнению с током, измеренным вдали от поверхности.

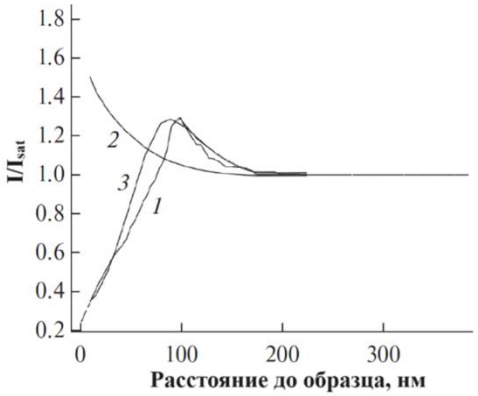


Рис. 3. Экспериментальная (*1*) и расчетные кривые подвода, полученные при постоянной плотности поверхностного заряда без учета вязкости (*2*), при переменной плотности поверхностного заряда с учетом вязкости в наносужениях ~40 нм (*3*) для пипетки с диаметром апертуры ~50 нм при напряжении смещения V = 0,5 В на AgCl электроде в чашке Петри относительно заземленного электрода в пипетке

Выводы

Учет электрохимической реакции при моделировании ионной проводимости в нанокапилляре позволяет получить значения ионных токов, близких к экспериментальным значениям. Итоговое расхождение составляет ~(10–20) %, что связано с точностью определения геометрии.

«Пик-эффект» на кривой подвода обусловлен поверхностным зарядом на образце. Учет изменения поверхностного заряда по мере сближения зонда с образцом, а также увеличиение вязкости в наносужениях с размерами меньше ~40 нм позволяет адекватно описать «пик-эффект» на кривой подвода.

Литература

1. P. K. Hansma, B. Drake, O. Marti, S. A. Gould, C. B. Prater // Science. 1989. V. 243. P. 641–643.

2. C. Wei, A. Bard, S. Feldberg // Anal. Chem. 1997. V. 69. P. 4627–4633.

3. Y. Zhang,Y. Takahashi, S. P. Hong // Nat. Commun. 2019. V. 10. P. 5610.

4. P. Actis, A. C. Mak, N. Pourmand // Bioanal. Rev. 2010. V. 1. P. 177–185.

Ионно-лучевое формирование субоксидных слоев на поверхности окисленных тонких пленок

Д. С. Лукьянцев*, А. В. Лубенченко, Д. А. Иванов, О. И. Лубенченко, И. В. Иванова, О. Н. Павлов

[1]НИУ «МЭИ», ул. Красноказарменная, 14, Москва, 111250
*lukyantsevds@mpei.ru

В работе представлена многоступенчатая технология формирования различных поверхностных субоксидных слоев на окисленных тонких пленках ниобия различных толщин с помощью слаботочного ионного воздействия. Химический элементный и послойный фазовый состав определен in situ методом рентгеновской фотоэлектронной спектроскопии с угловым разрешением. В результате модификации формируются различные пентаоксидные и субоксидные слои с различным химическим составом (стехиометрические и нестехиометрические соединения) и толщиной на поверхности многослойных неоднородных пленок ниобия.

Введение

Окисленные многослойные неоднородные металлические тонкие пленки используются в качестве приложений сверхбольших интегральных схем (СБИС) [1]. Применимость таких пленок определяется их физическими свойствами, которые, в свою очередь, зависят от химического состава поверхностных слоев, их морфологии, кристаллической структуры и пр.

Определить химический состав поверхности мишени с субнанометровым разрешением можно с помощью неразрушающего метода анализа – рентгеновской фотоэлектронной спектроскопии (РФЭС). Использование метода РФЭС с угловым разрешением (РФЭС УР) и применение расширенной методики обработки рентгеновских фотоэлектронных (РФЭ) спектров [3] позволяют получить не только качественный и количественный химический состав, но и послойный фазовый.

Для обеспечения нормальной работы электронных устройств необходимо получить многослойную многокомпонентную неоднородную пленку требуемого химического состава. Одним из перспективных способов изменения химического состава поверхности пленки является слаботочное воздействие ионами аргона [2]. Корректируя параметры распыления (энергию и угол падения ионов, длительность воздействия), можно деликатно (послойно, без образования кратеров и перемешивания атомов мишени) изменять химический состав поверхности.

Цель данного исследования – создание различных субоксидных слоев на поверхности тонких окисленных металлических пленок ниобия разной толщины путем модификации и распыления их слаботочными потоками ионов аргона, с последующим анализом химического фазового состава каждого слоя методом РФЭС УР.

Результаты

Пленки ниобия различной толщины нанесены на окисленную кремниевую подложку методом магнетронного напыления на установке Pfeiffer Vacuum SLS630G. После изготовления образцы длительное время окислялись на атмосферном воздухе, в результате чего на их поверхности «выросла» многослойная многокомпонентная субоксидная система, а также образовался поверхностный углеводородный слой толщиной 1,3 нм. Перед дальнейшей модификацией пленка проходила многоступенчатую очистку в ультразвуковой ванне с изопропиловым спиртом и ацетоном.

Рентгеновские фотоэлектронные спектры пленок ниобия после каждого этапа ионного облучения получены в условиях сверхвысокого вакуума (10^{-6} Па) с помощью модуля электронно-ионной спектроскопии на базе платформы Нанофаб 25 (НТ-МДТ) с полусферическим энергоанализатором SPECS Phoibos 225 и рентгеновской пушкой с магниевым анодом. РФЭ спектры записаны под разными углами зондирования. Ионно-лучевая модификация пленок проводилась в аналитической камере пучками ионов аргона под углом 70°, отсчитанным от нормали к ее поверхности, с энергией 500 эВ и токе до 50 нА.

До и после облучения образцов определен элементный состав мишени. Обнаружены следующие химические элементы: Nb, O, C. После каждого этапа многоступенчатого облучения определены относительные концентрации элементов и получен послойный фазовый профиль мишеней.

В результате воздействия формируется сложная неоднородная многослойная многокомпонентная пентаоксидная и субоксидная система, которая содержит не только стехиометрические соединения, но и не стехиометрические. Также обнаружены разные состояния пентаоксида Nb_2O_5 и субоксида NbO. По ранее предложенной методике обработки РФЭ спектров [4] определены средние параметры неоднородностей поверхностного слоя (максимальная и средняя толщина слоя, а также его дисперсия) окисленных пленок ниобия до ионного облучения.

На рис. 1 показаны детальный РФЭ-спектр, записанный под нормальным углом зондирования, линии Nb 3d окисленной пленки ниобия толщиной 100 нм после многоступенчатого ионного облучения. В табл. 1 приведен послойный фазовый профиль мишени после многоступенчатого ионного облучения.

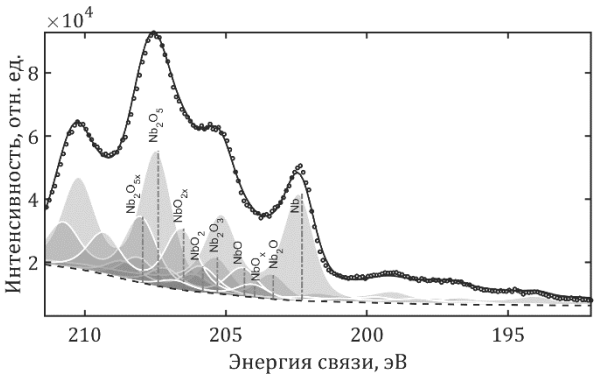


Рис. 1. Детальный РФЭ-спектр линии Nb 3d окисленной пленки ниобия толщиной 100 нм после многоступенчатого ионного облучения (нормальный угол зондирования)

Таблица 1. Послойный фазовый профиль ниобиевой пленки после многоступенчатого ионного облучения

№ слоя	*d*, нм	Химические соединения	$E_{св}$, эВ
6	0,7	0,32 Nb_2O_3 + 0,57 NbO_{2x} + 0,11 NbO_x	205,3 206,5 204,4
5	1,5	Nb_2O_{5x}	207,9
4	2,3	Nb_2O_5	207,4
3	0,5	0,42 NbO + 0,58 NbO_2	204,3
2	0,8	Nb_2O	205,8
1	–	Nb (3d 5/2)	203,3
Sub.	–	SiO_2/Si	

Выводы

В работе представлена многоступенчатая технология формирования различных поверхностных субоксидных слоев на окисленных тонких пленках ниобия различных толщин. Химический элементный и послойный фазовый состав определен in situ методом рентгеновской фотоэлектронной спектроскопии с угловым разрешением.

Финансирование

Работа выполнена при финансовой поддержке Министерства науки и высшего образования Российской Федерации в рамках государственного задания № FSWF-2023-0016.

Литература

1. S. K. Tolpygo // Low Temperature Physics. 2016. T. 42, no. 5. P. 361–379.

2. W. D. Song, et al. // Applied Physics Letters. 106. 031602 (2015).

3. D. S. Lukiantsev, et al. // 2021 3rd International Youth Conference on Radio Electronics, Electrical and Power Engineering (REEPE) // IEEE. 2021. P. 1–4.

4. Д. С. Лукьянцев и др. // Научно-технический вестник информационных технологий, механики и оптики. 2022. Т. 22, № 6. С. 1104–1111.

Формирование и морфология SERS-активных структур на хлорированной поверхности Cu(100)

Е. Ф. Миргазизова*, К. Н. Ельцов

Институт общей физики им. А. М. Прохорова РАН, ул. Вавилова, 38, Москва, 119991
*emirgazizova@nsc.gpi.ru

В докладе представлено СТМ-исследование SERS-активной системы, представляющей собой образец хлорированной поверхности Cu(100) с активированными островками CuCl. В результате активации электронами из иглы СТМ наблюдается рост островков, который мы связываем с образованием металлических кластеров Cu_n^0.

Введение

Одной из важнейших задач современной химии является понимание механизмов каталитических реакций. Учитывая крайнюю сложность гетерогенного катализа, необходимо использовать модельный подход, когда на каждом этапе процесса можно контролировать все степени свободы молекул, участвующих в химических реакциях. Технический арсенал современной экспериментальной физики способен обеспечить исследование единичного объекта – отдельного атома, молекулы, кластера. Более того, технически возможно управление указанными объектами, что дает возможность создания технологий атомного масштаба. Основным инструментом является сканирующий зондовый микроскоп, который, помимо атомного пространственного разрешения (примерно 10^{-10} м), способен охарактеризовать помещенный на поверхность единичный объект по электронным, колебательным и магнитным степеням свободы. Его основной недостаток – низкое временное разрешение, в лучшем случае миллисекунды (10^{-3} с). Другой инструмент, импульсный лазер, способен наблюдать и воздействовать на объект с высоким временным разрешением, вплоть до фемтосекунд (10^{-16} с), но с пространственным ограничением на длину волны излучения (10^{-5}–10^{-6} м). Поскольку события в квантовом мире происходят на атомном уровне (10^{-9}–10^{-10} м) за время (условно) одного колебания (примерно 10^{-13} с), то объединение этих двух инструментов представляется совершенно естественным для продвижения в понимании атомной динамики различного рода процессов на поверхности твердого тела и даже позволяет осуществлять квантовое управление (quantum control). Для совмещения указанных инструментов необходимо использовать излучение лазера, усиленное СТМ-иглой, сделанной из меди, серебра или золота – металлов, обладающих сильным плазмонным резонансом в оптической области спектра.

Усиление комбинационного рассеяния света поверхностью (SERS – Surface Enhanced Raman Scattering) до шести порядков было открыто в 1974–1976 гг. [1], примерно за 12–15 лет до реального ввода сканирующей туннельной микроскопии в практику физического эксперимента. К моменту начала повсеместного использования СТМ (примерно 1987–1990 гг.) интерес к SERS почти исчез, хотя практическое использование SERS в биологии и химии было достаточно общепринятым. В конце 1990-х, однако, произошел ренессанс, и SERS, а вместе с ним и TERS (Tip Enhanced Raman Scattering), стали активно изучаться. Выяснилось, что при определенных условиях усиление КР в комбинации «игла СТМ/поверхность» может доходить до 12 порядков [2], а это означает, что возможно изучение не только колебательного спектра отдельной молекулы, но и более глубокое понимание быстрых процессов, происходящих внутри атома при воздействии короткого светового импульса [3]. Эксперименты по достижению временного разрешения сверхкороткими лазерными импульсами в СТМ начались в 1990-х годах. Пикосекундное разрешение было достигнуто 1993 г. [4, 5] и субпикосекундное разрешение – в 1996 г. [6]. В последующие десятилетия из-за тепловых нестабильностей, индуцированных высокоэнергетическими лазерными импульсами в туннельном переходе СТМ, наблюдалось лишь незначительное улучшение. Это происходило вплоть до 2020 г., когда аттосекундное разрешение было продемонстрировано при изучении динамики носителей заряда [7].

В данном докладе представлено СТМ-исследование SERS-активной системы, открытой в ИОФ РАН более 30 лет назад [8]. Данное исследование является частью большого проекта, в котором планируется, используя имеющуюся SERS-активную систему, получить и использовать TERS-эффект с применением золотой СТМ-иглы для изучения модельных каталитических реакций.

Результаты

Образец был подготовлен адсорбцией хлора (~400 Л) на чистую поверхность Cu(100) при комнатной температуре. При такой дозе на поверхности формируется монослойное покрытие Cu(100)-c(2x2)-Cl с островками CuCl. На данный момент нами установлено, что при инжекции электронов из СТМ-иглы в образец происходит рост островков CuCl (рис. 1).

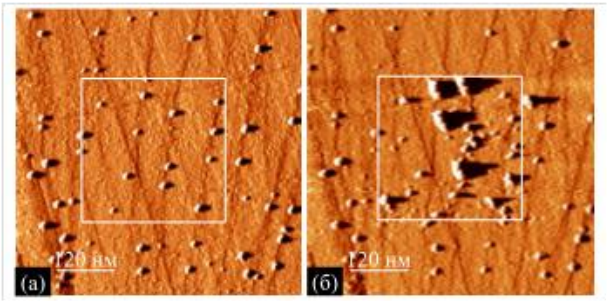


Рис. 1. СТМ-изображения (5951×5951 Å, U_s = –1512 мВ, I_t = 0,2 нА) хлорированной поверхности Cu(100) до (*а*) и после (*б*) активации электронами (активированная область выделена рамкой, 3843×3843 Å, условия активации: U_s = + 2 В, I_t = 0,2 нА, 22 мин)

Здесь следует отметить, что обнаруженный эффект усиления комбинационного рассеяния света [8] был объяснен формированием центров скрытого изображения (ЦСИ) Cu_n^0, усиление которыми электромагнитного поля лазера и дает основной вклад в SERS. Образование ЦСИ характерно для фоточувствительных галогенидов серебра, являющихся основой пленочной фотографии [9]. В результате поглощения квантов света фотоэлектроны захватываются положительно заряженными ионами серебра, происходит процесс агломерации атомов металла в кластеры (формирование ЦСИ), которые при проявлении фотопленки катализируют превращение микрокристаллов галогенидов серебра в серебро – оптически непрозрачный материал. Галогениды меди так же, как и галогениды серебра, являются фоточувствительными материалами (широкозонными полупроводниками) и обладают схожими оптическими свойствами, но в практику фотографии не вошли, поскольку галогениды меди быстрее окислялись на атмосфере. Однако, если в фотопленке в результате формирования металлических кластеров Ag_n^0 галоген (обычно Br) акцептируется желатиной, которая связывает микрокристаллы AgBr, то в нашем случае атомы хлора, освобождающиеся в процессе формирования металлических кластеров меди, реагируют с подложкой, что приводит к росту исходных островков CuCl. В докладе будут обсуждены условия формирования и структура SERS-активной поверхности хлорированной меди.

Литература

1. M. Fleischmann, P. J. Hendrат and A. J. McQuillan // Chem. Phys. Lett. 1974. V. 26 P. 163–166; D. L. Jeanmaire, R. P. Van Duyne // J. Electroanal. Chem. 1977. V. 84. P. 1–20.
2. K. Kneipp, et al. // Phys. Rev. Lett. 1997. V. 78. P. 1667–1670.
3. R. Gutzler, M. Garg, C. R. Ast, K. Kuhnke, and K. Kern. // Nat. Rev. Phys. 2021. V. 3. P. 441.
4. G. Nunes, M. R. Freeman // Science. 1993. V. 262. P. 1029–1032.
5. S. Weiss, D. F. Ogletree, D. Botkin, M. Salmeron, and D. S. Chemla // Appl. Phys. Lett. 1993. V. 63. P. 2567–2569.
6. M. J. Feldstein, P. Voehringer, W. Wang, and N. F. Scherer // J. Phys. Chem. 1996. V. 100. P. 4739–4748.
7. M. Garg, K. Kern // Science. 2020. 367. P. 411–415.
8. K. N. Eltsov, G. Y. Zueva, A. N. Klimov, V. V. Martynov, and A. M. Prokhorov // Chem. Phys. Lett. 1989. V. 158. P. 271–273.
9. С. В. Шаблов // Территория NDT. 2022. С. 40–44; К. Миз, Т. Х. Джеймс. Теория фотографического процесса. Л. : Химия. 1973.

Самосборка короткоцепных олигопептидов на основе аланина и фенилаланина по данным СЗМ

Е. О. Кудрявцева[1,2,*], А. С. Морозова[1], С. А. Зиганшина[1,2], А. А. Бухараев[1], М. А. Зиганшин[2]

[1]Казанский физико-технический институт им. Е. К. Завойского РАН, ул. Сибирский Тракт, 10/7, Казань, 420029
[2]Химический институт им. А. М. Бутлерова Казанского федерального университета, ул. Кремлевская, 29/1, Казань, 420008
*elena.o.kudryavtseva@yandex.ru

В работе рассмотрено влияние порядка следования аминокислотных остатков на самосборку олигопептидов на основе аланина и фенилаланина. Методом атомно-силовой микроскопии были изучены структуры, сформированные из пленок дипептидов на поверхности кремния в результате воздействия различных паров органических соединений. Определены геометрические размеры образующихся структур. Установлено, что тип структуры и ее форма зависят как от последовательности аминокислотных остатков, так и от природы органических паров.

Введение

Молекулярные строительные блоки, состоящие из аминокислотных остатков, способны самособираться в термодинамически стабильные супрамолекулярные микро- и наноструктуры различной морфологии. Материалы на основе короткоцепных пептидов вызывают большой интерес благодаря высокой биосовместимости и биоразлагаемости, легкому синтезу и специфической способности к биологическому распознаванию [1]. Данные структуры обладают рядом интересных свойств, такими как пьезоэлектричество, высокая термическая и химическая стабильность, низкая токсичность и др. [2].

В связи со значительным интересом исследователей к наноструктурам и кристаллам на основе короткоцепных олигопептидов активно развиваются методы их получения, среди которых часто используется метод погружения [3], формирование наноразмерных структур из растворов посредством испарения растворителя [4], а также насыщение аморфных пленок олигопептидов парами органических соединений [4]. В последнем случае можно управлять формой и размером формирующихся микро- и наноструктур и кристаллов, варьируя физико-химические свойства паров и свойства используемой подложки. Однако следует отметить, что к настоящему времени управление самосборкой молекул олигопептидов в тонких пленках и предсказание морфологии поверхности и типа получаемых кристаллов остается сложной задачей.

Из всех дипептидов дифенилаланин (FF) является наиболее изученным. Он самоорганизуется в различные наноморфологии, такие как нанотрубки, нановолокна, нановезикулы и др., в зависимости от экспериментальных условий. В настоящей работе с целью установления влияния порядка следования аминокислотных остатков на самосборку помимо дифенилаланина были изучены дипептиды, содержащие в своем составе остаток аланинов: $_L$-аланил-$_L$-аланин (AA), $_L$-аланил-$_L$-фенилаланин (AF) и $_L$-фенилаланил-$_L$-аланин (FA).

Пленки олигопептидов AA, AF, FA, FF получали путем нанесения 10 мкл свежеприготовленного раствора олигопептида на поверхность кремниевых подложек с последующим испарением растворителя. Для формирования наноструктур на основе олигопептидов использовали методику насыщения аморфных пленок парами органических соединений: метанол, этанол, пропанол-1, пропанол-2 и бутанол. Морфология поверхности пленок олигопептидов до и после насыщения парами органических соединений исследовалась методом атомно-силовой микроскопии (АСМ). Изображения АСМ регистрировались с помощью атомно-силового микроскопа Solver P47 Pro (НТ-МДТ, Россия).

Результаты

Были получены АСМ-изображения пленок дипептидов на поверхности кремния. На этой подложке самопроизвольно образуются аморфные пленки AA, AF, FA. В случае FF не удалось получить аморфную пленку, поэтому с целью уменьшения размеров изначально формирующихся структур был использован метод spin coating, рис. 1.

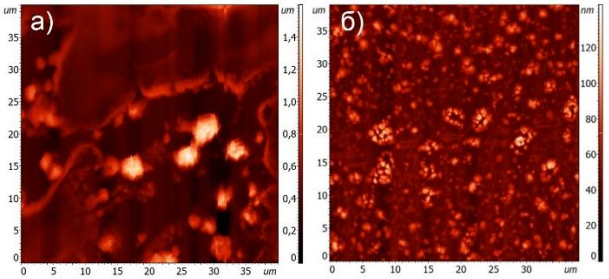


Рис. 1. АСМ-изображения пленок FF, полученных методом самостоятельной сушки (*а*) и spin coating (*б*)

Установлено, что при насыщении пленок дипептидов пары одноатомных спиртов, таких как метанол, этанол, пропанол-1, пропанол-2, бутанол, оказывают различное влияние на морфологию поверхности. В случае дипептида AA заметное изменение морфологии поверхности пленки происходит при использовании паров метанола, этанола, пропанола-1 и пропанола-2. Во всех случаях на подложке формируются наноструктуры в виде зерен, длина которых варьируется от 0,1 до 1,5 мкм. Воздействие пленки AF парами метанола приводит к формированию тонких стержнеобразных структур, в то время как пары остальных спиртов способствуют образованию плоских кристаллических структур микрометровой длины. При насыщении пленок FA парами этанола, пропанола-1, пропанола-2 образуются волокнистые структуры. При этом пары метанола не оказали воздействия

на морфологию пленки. А насыщение парами бутанола привело к образованию двух типов структур: небольших кристаллов и зерен. При насыщении пленок FF во всех случаях на поверхности наблюдается формирование вытянутых кристаллов вместе с большим количеством мелких зерен, размеры которых сильно различаются.

Выводы

При насыщении пленок на основе аланина и фенилаланина в одинаковых условиях происходит образование отличающихся друг от друга нано- и микроструктур, что свидетельствует о существенном влиянии порядка следования аминокислотных остатков на самосборку. Полученные результаты будут полезны при разработке технологий создания органических наноструктур на основе олигопептидов при решении задач биомедицины, экологии, энергетики и др.

Финансирование

Работа выполнена в рамках государственного задания ФИЦ «КазНЦ РАН» (А. С. Морозова, Е. О. Кудрявцева, А. А. Бухараев), а также при поддержке средств программы стратегического академического лидерства Казанского (Приволжского) федерального университета (С. А. Зиганшина, М. А. Зиганшин).

Литература

1. S. Sivagnanam, K. Das, M. Basak, T. Mahata, A. Stewart, B. Maity, and P. Das // Nanoscale Adv. 2022. V. 4. P. 1694–1706.
2. R. V. Ulijn and A. M. Smith // Chem. Soc. Rev. 2008. V. 37. P. 664–675.
3. V. Slabov, S. Kopyl, M. P. Soares dos Santos, and A. Kholkin // Nanogenerators. 2019.
4. A. S. Morozova, S. A. Ziganshina, A. A. Bukharaev, M. A. Ziganshin, A. V. Gerasimov // J. Surf. Invest.: X-Ray, Synchrotron Neutron Tech. 2020. V. 14. P. 400–506.

Получение аморфных пленок дипептидов $_L$-фенилаланил-$_L$-лейцин и $_L$-лейцил-$_L$-фенилаланин и их самосборка по данным сканирующей зондовой микроскопии

А. С. Морозова[1], Е. О. Кудрявцева[1,2,*], С. А. Зиганшина[1,2], А. А. Бухараев[1], М. А. Зиганшин[2]

[1]Казанский физико-технический институт им. Е. К. Завойского РАН, ул. Сибирский Тракт, 10/7, Казань, 420029
[2]Химический институт им. А. М. Бутлерова Казанского федерального университета, ул. Кремлевская, 29/1, Казань, 420008
*morozova_anna_s@mail.ru

В работе рассмотрены различные способы получения аморфных пленок олигопептидов, обладающих запасом энергии для последующей самосборки под действием паров органических соединений.

Введение

Биомолекулярная самосборка в наноструктуры недавно стала захватывающим направлением исследований по созданию материалов с новыми функциональными свойствами [1]. Самособирающиеся строительные блоки на основе короткоцепных олигопептидов могут служить подходящей платформой для создания наноструктур с различными свойствами и возможностями практического применения [2]. Олигопептиды являются привлекательными строительными блоками из-за их простого синтеза, богатого химического разнообразия и присущей им биосовместимости [3]. Самосборка олигопептидов используется для получения разнообразных наноструктур, таких как волокна, трубки, ленты и др [4]. Такие структуры находят свое применение в различных сферах, на-чиная от биомедицины и заканчивая нанотехнологиями [5].

Одним из популярных методов получения наноструктур на основе олигопептидов является кристаллизация структур из аморфных пленок при их взаимодействии с парами воды или органических соединений [6]. Плюсом этого метода является возможность управлять формой и размером наноструктур, варьируя физико-химические свойства паров и свойства используемой подложки [7]. Использование такого метода имеет ряд преимуществ, например, обработка аморфных пленок дипептидов парами позволяет получать микро- и нанокристаллы, а также наноструктуры дипептидов с различной морфологией [7].

С целью получения аморфных пленок олигопептидов, обладающих запасом энергии для последующей самосборки под действием паров органических соединений, были исследованы различные варианты их получения.

Методика эксперимента

В качестве объектов исследования были выбраны дипептиды, содержащие в своем составе аминокислотный остаток фенилаланин: $_L$-фенилаланил-$_L$-лейцин (PheLeu) (Bachem Lot#: 4000130) и $_L$-лейцил-$_L$-фенилаланин (LeuPhe) (Bachem Lot#: 4000185).

Растворы дипептидов PheLeu, LeuPhe готовились растворением точной навески дипептида в метаноле (CH_3OH).

Образцы представляли собой пленки дипептидов, нанесенные на монокристаллический гидрофильный кремний. Перед каждым экспериментом поверхность подложки очищалась. Для получения пленок дипептидов был использован метод капельного испарения: на подложку наносилась порция раствора объемом 10 мкл. Удаление растворителя осуществлялось тремя способами: самостоятельное испарение растворителя на подложке, метод принудительной сушки, заключающейся в осушке каждой порции раствора теплым воздухом (45 °C), а также метод вращающейся подложки (spin coating). В последнем случае порция раствора наносилась на вращающуюся подложку. Скорость вращения составляла 3000 об/мин.

Морфология поверхности пленок олигопептидов исследовалась методом атомно-силовой микроскопии (АСМ). Изображения регистрировались с помощью атомно-силового микроскопа Solver P47 Pro. Измерения проводились на воздухе в полуконтактном режиме с частотой 0,8–1 Гц и разрешением 512 точек на линию. Использовались стандартные кремниевые кантилеверы NSG-11, силовая постоянная 2,5–10,5 Н/м и резонансная частота 114–259 кГц (НТ-МДТ, Россия).

Результаты

Были получены АСМ-изображения пленок PheLeu и LeuPhe.

Установлено, что при самопроизвольном высыхании нанесенного на подложку раствора PheLeu в CH_3OH образуются протяженные дендритные структуры длиной от 10 до 40 мкм. После принудительного удаления растворителя PheLeu на поверхности кремния формирует большие островковые структуры диаметром от 5 до 15 мкм, состоящие из частиц диаметром до 1 мкм (рис. 1).

Установлено, что поверхность пленки дипептида PheLeu, сформированных методом spin coating, на скане 20×20 мкм имеет среднеквадратичную шероховатость 1,2±0,1 нм. В этом случае были получены аморфные пленки дипептидов.

В случае дипептида LeuPhe при получении пленки методом самостоятельной и принудительной сушки на поверхности, так же, как и в случае дипептида PheLeu, были обнаружены крупные кристаллические структуры. Аморфную пленку дипептида LeuPhe удалось получить только используя метод spin coating.

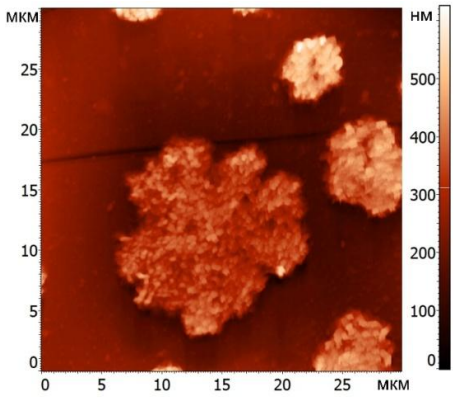


Рис. 1. АСМ-изображение пленки PheLeu, полученной из раствора дипептида в CH_3OH методом самостоятельной сушки

Полученные аморфные пленки дипептидов PheLeu и LeuPhe насыщали парами органических соединений.

Для пленки LeuPhe после насыщения наблюдается формирование трапециевидных кристаллов высотой 100–160 нм относительно пленки (рис. 2). Длина большего основания варьируется от 1 до 6 мкм.

Для пленки PheLeu, после насыщения парами метанола, наблюдается образование вытянутых кристаллов – стержнеподобных структур. На поверхности присутствуют стержни длиной 500–900 нм и 1–4 мкм.

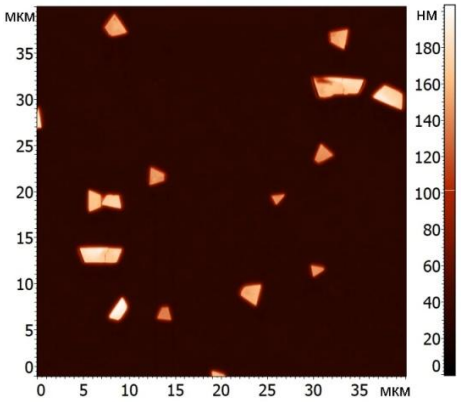


Рис. 2. АСМ-изображение пленки LeuPhe, полученной из раствора в CH_3OH методом самостоятельной сушки после насыщения парами метанола CH_3OH

Таким образом, было установлено, что в результате формирования пленки PheLeu методом капельного испарения из раствора в метаноле при принудительном или самопроизвольном удалении растворителя формируются дендритные или островковые структуры соответственно, использование метода spin coating приводит к образованию протяженных листообразных участков.

При самосборке дипептида LeuPhe на поверхности кремния в результате принудительного или самопроизвольного испарения растворителя формируются более ограненные кристаллы в отличие от PheLeu. После насыщения парами метанола можно получить как практически одинаковые крупные плоские кристаллы, так и волокна, которые объединены в продолговатые плоские ленты.

Выводы

Было установлено, что порядок следования аминокислотных остатков в молекулах дипептидов PheLeu и LeuPhe оказывает существенное влияние на результаты их самосборки в одинаковых условиях. В случае PheLeu преимущественно образуются дендритные и стержневые структуры, в то время как для LeuPhe характерны плоские ограненные кристаллы и ленты.

Полученные результаты будут полезны при разработке технологий создания органических наноструктур на основе олигопептидов при решении задач биомедицины, экологии, энергетики и др.

Финансирование

АСМ-измерения выполнены на оборудовании Solver P47 Pro ЦКП-САЦ ФИЦ КазНЦ РАН.

Работа выполнена в рамках государственного задания ФИЦ «КазНЦ РАН» (А. С. Морозова, Е. О. Кудрявцева, А. А. Бухараев), а также при поддержке средств программы стратегического академического лидерства Казанского (Приволжского) федерального университета (С. А. Зиганшина, М. А. Зиганшин).

Литература

1. C. Cong. Hierarchical nanomaterials via biomolecular self-assembly and bioinspiration for energy and environmental applications / C. Cong, S. Sun, Y. Zhang, L. Sun, Z. Su, A. Wu, G. Wei // Nanoscale. 2019. V. 11, no. 10. P. 4147–4182.

2. E. De Santis. Peptide Self-Assembly for Nanomaterials: The Old New Kid on the Block / E. De Santis, M. G. Ryadnov // Chemical Society Review. 2015. V. 44, no. 22. P. 2288–3000.

3. F. Kazuto, Self-Assembling Peptides as Building Blocks of Functional Materials for Biomedical Applications / F. Kazuto, T. Hiroshi, M. Hisakazu // Bulletin of the Chemical Society of Japan. 2019. V. 92, no. 2. P. 391–399.

4. D. Mathur. SAPdb: A database of short peptides and the corresponding nanostructures formed by self-assembly / D. Mathur, H. Kaur, A. Dhall, N. Sharma, G. Raghava // Computers in Biology and Medicine. 2021. V. 133. P. 104391-1–104391-9.

5. D. Mandal. Self-assembly of peptides to nanostructures / D Mandal., A. Nasrolahi Shirazi, K. Parang // Organic & Biomolecular Chemistry. 2014. V. 12, no. 22. P. 3544–3561.

6. M. A. Ziganshin, A. S. Morozova, S. A. Ziganshina, V. V. Vorobev, K. Suwińska, A.A. Bukharaev, V.V. Gorbatchuk // Molecular Crystals and Liquid Crystals. 2019. V. 690. P. 67–83.

7. A. S. Morozova, S. A. Ziganshina, E. O. Kudryavtseva, N. V. Kurbatova, L. I. Savostina, A. A. Bukharaev, M. A. Ziganshin // Colloids and Surfaces A: Physicochemical and Engineering Aspects. 2022. V. 649. P. 129541.

Взаимодействие PBr_3 с поверхностью Si(100), покрытой монослоем хлора с вакансиями

Т. В. Павлова*, В. М. Шевлюга

Институт общей физики им. А. М. Прохорова РАН, ул. Вавилова, 38, Москва, 119991
*pavlova@kapella.gpi.ru

Для наиболее точного внедрения одиночных примесей в кремний для создания квантовых устройств используется монослой адатомов на поверхности Si(100) и молекула, содержащая легирующую примесь. Мы исследовали взаимодействие PBr_3 с монослоем хлора, содержащим моно- и бивакансии. Для изменения реактивности поверхности мы заряжали оборванные связи кремния (DB) в моновакансиях на поверхности Si(100)-Cl. Установлено, что заряженные DB существенно изменяют реакционную способность поверхности по отношению к PBr_3. Полученные результаты могут быть использованы в дальнейшем для улучшения точности внедрения одиночных примесей в кремний.

Введение

Одной из актуальных задач функционализации кремния является атомарно точное позиционирование примесей. Точное введение примеси в кремний необходимо для реализации кремниевых квантовых вычислений, использующих ядерный спин примеси [1]. В настоящее время наиболее точное внедрение примесей в несколько постоянных решетки кремния достигается с помощью СТМ-литографии по резисту из монослоя водорода на поверхности Si(100) с последующей адсорбцией фосфина [2]. Одним из способов достижения более высокой точности может быть использование других химических реакций на поверхности Si(100).

В данной работе в качестве резиста был выбран монослой хлора, который, как было показано ранее [3], хорошо защищает поверхность. В качестве молекулы, содержащей фосфор и совместимой с резистом из галогенов, мы выбрали трибромид фосфора [4]. Мы взяли молекулу с другим галогеном, поскольку в СТМ (сканирующем туннельном микроскопе) хорошо различимы бром и хлор, что позволяет определить, какие атомы галогена появились на поверхности после диссоциации молекулы. С помощью СТМ и теории функционала плотности (DFT) исследована адсорбция PBr_3 на поверхность Si(100), покрытую монослоем хлора с моно- и бивакансиями. Адсорбция PBr_3 проводилась в камере СТМ, что позволило наблюдать изменения на поверхности после адсорбции. После адсорбции PBr_3 мы наблюдали небольшие изменения в слое хлора и идентифицировали структуры с фрагментами PBr_3 в моно- и бивакансиях.

Результаты

Эксперименты проводились в сверхвысоковакуумном СТМ при 77 K. Моно- и бивакансии в монослое хлора формировались путем неполного покрытия поверхности Si(100) хлором. После адсорбции PBr_3 на поверхность Si(100)-2×1-Cl с моно- и бивакансиями большая часть вакансий заполнилась фрагментами молекул.

Для идентификации объектов было проведено DFT-моделирование различных фрагментов молекулы PBr_3 в моно- и бивакансиях. При расшифровке объектов мы использовали результаты нашей предыдущей работы, в которой было показано, что после полной диссоциации молекулы на чистой поверхности Si(100) атомы Br занимают позиции над атомами Si, а атомы P предпочитают находиться либо в канавке, либо в мостиковом положении в димере [4]. В результате расчетов было установлено, что атом фосфора практически никогда не образует связи с кремнием в моновакансии хлора. В бивакансию хлора адсорбируется либо фрагмент PBr_2, который располагается над атомом кремния, либо PBr или P в мостиковом положении на кремниевом димере. Дополнительно, мы экспериментально продемонстрировали возможность диссоциации PBr_2 на PBr при сканировании с перемещением фосфора в мостиковое положение.

Таким образом, во всех объектах с атомом фосфора, которые нам удалось идентифицировать, атом P находится в мостиковом положении или может смещаться в него при сканировании. Атом P в мостиковом положении представляет интерес для внедрения фосфора в кремний, поскольку он уже находится на месте следующего слоя кристаллической решетки кремния. Следовательно, P будет примесью замещения в кремнии, если процесс эпитаксии удастся оптимизировать так, чтобы не было диффузии фосфора. Отметим, что современный подход к размещению P путем адсорбции PH_3 требует полной диссоциации PH_3 до одного атома P в ряду между димерами Si с последующим отжигом для обмена атома P с одним из соседних атомов Si. В этом случае возникает неточность размещения P в решетке Si, так как невозможно предсказать, с каким из соседних атомов Si будет обмениваться атом P.

Вакансии хлора на повехности Si(100)-2×1-Cl содержат оборванные связи кремния (DB). Оборванные связи изменяют локальную реакционную способность поверхности, являясь активными центрами для таких молекул, как PH_3, AsH_3, углеводороды, HCl и I_2. DB может существовать в трех зарядовых состояниях, имея ноль (DB^+), один (DB^0) или два (DB^-) электрона. В зависимости от зарядового состояния DB поразному изменяют реакционную способность поверхности, образуя на ней различные локальные заряды. Следовательно, заряжая DB, можно контролировать селективность реакции на поверхности. В данной работе мы экспериментально и теоретически изучили влияние заряда DB на реакцию взаимодействия PBr_3 с поверхностью Si(100)-2×1-Cl, представляющую интерес для атомно-точного внедрения P в Si.

Мы выполнили DFT-расчеты адсорбции PBr_3 в вакансию с DB для двух сценариев: при приближении молекулы к поверхности атомом P и атомом Br. При приближении молекулы к поверхности атомом P, только в случае адсорбции на DB^+ связь P-Si оказывается достаточно короткой (2,3 Å), что указывает на сильное взаимодействие атомов P и Si. Для DB^0 и DB^- длина связи P-Si составляет около 3,5 Å, что свидетельствует о слабом взаимодействии молекулы с поверхностью. Расчеты энергии адсорбции подтверждают этот вывод. В другом сценарии, при образовании связи между атомом Br молекулы PBr_3 и атомом Si, содержащим DB^0, DB^+ или DB^-, молекула PBr_3 диссоциирует на Br и PBr_2 с удалением фрагмента PBr_2 в вакуум. В этом сценарии адсорбция Br на DB^0 с удалением PBr_2 в вакуум оказалась существенно выгоднее, чем адсорбция PBr_3 на DB^0 атомом фосфора вниз.

Мы провели СТМ-эксперименты по адсорбции PBr_3 на поверхность Si(100)-2×1 с вакансиями Cl, содержащими DB^0 и DB^+. Исходно на поверхности присутствовали только DB^0, которые мы заряжали за счет эффекта изгиба зон иглой СТМ (TIBB). При приложении к образцу положительного напряжения, электрон с DB^0 отталкивается от отрицательного локального потенциала, индуцированного иглой. Чтобы зарядить несколько DB^0, мы постепенно увеличивали напряжение сканирования примерно с 2 В до 3 В. Таким образом нам удалось зарядить только часть DB^0, оставив остальные незаряженными. Зарядовое состояние DB легко различить на СТМ-изображении, поскольку положительно заряженные DB имеют яркое гало, а нейтральные – нет. Перед адсорбцией PBr_3 мы отводили иглу от поверхности. Когда игла отведена, DB сохраняет свое зарядовое состояние. Чтобы доказать это, мы зарядили часть DB на поверхности, затем отвели иглу, а когда через несколько часов записали СТМ-изображения от тех же DB, то оказалось что все DB сохранили свой заряд. В данном эксперименте мы не использовали отрицательно заряженные DB, поскольку они имеют дважды заполненное состояние и, следовательно, неэффективны для адсорбции молекул с неподеленной парой электронов, таких как PBr_3. Однако они могут быть актуальны для молекул, имеющих пустую неподеленную пару электронов, таких как BCl_3, BBr_3 и BF_3.

После адсорбции PBr_3 почти все DB^0 остались пустыми, тогда как на месте DB^+ появлялись яркие объекты. Мы идентифицировали такие яркие объекты как атомы брома. В редких случаях на DB появлялись другие объекты. Мы построили диаграмму распределения объектов в DB^0 и DB^+ после адсорбции на поверхность PBr_3, из которой следует, что на нейтральных DB^0 ничего не наблюдалось в 91% случаев, а на положительно заряженных DB^+ атомы брома наблюдались в 85% случаев [5].

Экспериментально и теоретически установлено, что фрагменты молекулы PBr_3 не встраиваются под идеальный монослой хлора на поверхности Si(100)-2×1 в отсутствие дефектов. На большей части бездефектной поверхности после адсорбции не появилось новых объектов. Тем не менее, очень редко в монослой хлора внедрялись атомы брома либо перемещались атомы хлора. Однако эти изменения в монослое хлора не приводят к образованию связи фосфора с кремнием. Таким образом, фосфор не образует связи с кремнием при адсорбции PBr_3 на бездефектный монослой хлора на поверхности Si(100)-2×1. Следовательно, монослой хлора хорошо защищает поверхность от нежелательного встраивания фосфора и является хорошим резистом по отношению к PBr_3.

Выводы

Исследована адсорбция PBr_3 на поверхность Si(100), покрытую монослоем хлора с моно- и бивакансиями. Фрагменты молекул PBr_3 не проникают сквозь хлор на большей части бездефектной поверхности, и расчеты подтверждают высокую устойчивость слоя хлора к PBr_3. Мы определили положения всех атомов молекулы после диссоциации в моно- и бивакансиях. Атом фосфора практически никогда не образует связи с кремнием в моновакансии. В бивакансии либо фрагмент PBr_2 расположен поверх атома Si, либо PBr или P в мостиковом положении на димере Si. В мостиковом положении фосфор уже находится на месте атома следующего слоя кристаллической решетки кремния. Продемонстрировано, что заряженные DB существенно изменяют реакционную способность поверхности по отношению к PBr_3. Положительно заряженные DB с дважды незаполненным состоянием усиливают адсорбцию молекул с неподеленной парой электронов. Полученные в настоящей работе результаты могут быть использованы в дальнейшем для разработки атомарно точных методов введения примесей в кремний.

Финансирование

Работа выполнена при поддержке гранта РНФ № 21-12-00299. Мы благодарим МСЦ РАН за предоставленные вычислительные мощности.

Литература

1. B. E. Kane // Nature. 1998. V. 393. P. 133.

2. M. J. L. O'Brien, S. R. Schofield, M. Y. Simmons, R. G. Clark, A. S. Dzurak, N. J. Curson, B. E. Kane, N. S. McAlpine, M. E. Hawley, and G. W. Brown // Phys. Rev. B. 2001. V. 64. P. 161401.

3. T. V. Pavlova and K. N. Eltsov // J. Phys.: Condens. Matter. 2021. V. 33. P. 384001.

4. V. M. Shevlyuga, Y. A. Vorontsova, and T. V. Pavlova // J. Phys. Chem. C. 2023. V. 127. P. 8978.

5. T. V. Pavlova, V. M. Shevlyuga // J. Chem. Phys. 2023. V. 159. P. 214701.

Люминесценция гексагонального нитрида бора и влияние на нее электронного и ионного облучения

Ю. В. Петров[1,*], О. Ф. Вывенко[1], О. А. Гогина[1], С. Ковальчук[2], К. Болотин[2]

[1]Санкт-Петербургский государственный университет, Университетская наб., 7/9, Санкт-Петербург, 199034
[2]Free University of Berlin, Kaiserswerther Str., 16-18, Berlin, 114195
*y.petrov@spbu.ru,

Интерес к центрам люминесценции в широкозонных полупроводниках, и в частности в гексагональном нитриде бора, связан с возможностью использования таких центров люминесценции в качестве источников одиночных фотонов. В данной работе исследовано влияние локального облучения сфокусированным пучком ионов гелия и электронным пучком на люминесценцию гексагонального нитрида бора. Методом спектроскопии комбинационного рассеяния света показано, что в результате облучения ионами гелия возможно образование включений кубической фазы нитрида бора. Показано, что интенсивность катодолюминесценции в области от 3,5 до 4,5 эВ растет в процессе облучения электронами, а в некоторых образцах и при облучении ионами гелия с небольшими дозами.

Введение

Исследование люминесценции гексагонального нитрида бора (h-BN) вызывает в последние годы повышенный интерес, поскольку точечные дефекты в данном материале рассматриваются как потенциальные кандидаты на роль источников одиночных фотонов. В качестве таких источников первыми были предложены центры люминесценции с положениями максимумов полос около 4 эВ [1] и около 2 эВ [2]. В случае полосы с максимумом около 4 эВ центрами люминесценции вероятнее всего являются точечные дефекты, связанные с присутствием примеси углерода [3], природа центров люминесценции в области 2 эВ до сих пор остается под вопросом, поскольку существует большое количество разнообразных моделей от комплексов из вакансии азота с антиструктурным дефектом [4] до органических молекул, захваченных между слоем нитрида бора и подложкой [5]. С точки зрения будущего применения центров люминесценции в нитриде бора в качестве однофотонных источников необходимо разработать методы их локального формирования, и в качестве такого метода может быть использовано облучения ускоренными заряженными частицами. Облучение ионами гелия с последующим отжигом рассматривалось в качестве метода создания отдельных точечных источников в работе [4]. Ранее нами было показано, что облучение пучком ионов гелия приводит к уменьшению интенсивности всех полос катодолюминесценции в образцах h-BN, полученных при высоком давлении, а последующее облучение таких образцов электронами позволяет восстановить и даже усилить люминесценцию в области 2 эВ [6]. Настоящая работа посвящена более детальному изучению влияния облучения ионами гелия и электронами на катодолюминесценцию гексагонального нитрида бора, полученного по различным технологиям.

Методика эксперимента

В работе исследовались тонкие кристаллы гексагонального нитрида бора, полученные методом отслаивания от монокристаллов, полученных по различным технологиям, а именно, ростом из бариевого расплава при высоком давлении (образец 1) и методом газотранспортной реакции (образец 2), которые были перенесены на подложку нитрида кремния на кремнии. Толщина образцов контролировалась с помощью атомно-силовой микроскопии и составляла от 10 до 200 нм. Спектральные распределения катодолюминесценции (КЛ) в диапазоне длин волн 200–700 нм были получены при возбуждении электронами с энергией 5 кэВ в сканирующем электронном микроскопе Zeiss SUPRA 40VP с системой регистрации Gatan Mono CL3+. Помимо спектральных распределений были получены карты катодолюминесценции и зависимости интенсивности катодолюминесценции от времени облучения электронами с энергиями в диапазоне 5–20 кэВ. Облучение образца сфокусированным пучком ионов гелия проводилось с помощью гелиевого ионного микроскопа Zeiss Orion Plus с энергиями от 15 до 35 кэВ и дозами от 10^{14} см$^{-2}$ до 10^{17} см$^{-2}$. Дополнительно проводились исследования облученных ионами гелия образцов методом спектроскопии комбинационного рассеяния света (КРС) с использованием спектрометра Bruker Senterra.

Результаты

В спектрах катодолюминесценции образца 1 до облучения ионами и электронами наблюдались полосы межзонного излучения 215 нм (5,8 эВ), а также менее интенсивные полосы с максимумами около 320 нм (3,9 эВ) и 640 нм (1,9 эВ). Картирование катодолюминесценции на длине волны 320 нм позволило обнаружить в тонком участке образца отдельные локальные центры свечения. Детальное исследование показывает, что полоса 320 нм разбивается на серию полос, включающих бесфононную линию 4,08 эВ и серию фононных повторений с энергией фонона 188 мэВ. В спектрах катодолюминесценции образца 2 обнаружены те же спектральные полосы, а также полосы с максимумами около 450 нм (2,8 эВ) и 560 нм (2,2 эВ). Необходимо отметить, что в спектрах КЛ образца 2 в области 4 эВ, помимо полосы 4,08 эВ и соответствующих фононных повторений, наблюдаются широкие полосы с максимумами около 3,5 эВ, 4,1 эВ и 4,7 эВ.

После облучения ионами гелия в образце 1 наблюдается уменьшение интенсивности всех полос катодолюминесценции. В образце 2 наблюдается небольшое увеличение интенсивности полос в области 320 нм при дозах менее $5\cdot10^{14}$ см$^{-2}$, а при дальнейшем увеличении дозы облучения наблюдается уменьшение

их интенсивности. При этом интенсивность остальных полос КЛ уменьшается при облучении ионами.

При длительном облучении электронами образца 2 происходит быстрое уменьшение интенсивности полосы зона-зонного излучения 215 нм и медленное увеличение интенсивности полос в коротковолновой области, соответствующей энергиям от 3,5 до 4,5 эВ. При этом скорость возрастания интенсивности КЛ в коротковолновой области увеличивается при увеличении плотности тока электронов и уменьшается при увеличении энергии электронов. Вероятнее всего, наблюдаемое увеличение интенсивности КЛ связано с увеличением концентрации соответствующих центров люминесценции за счет диффузии примесей, усиленной электронным облучением. Численное моделирование взаимодействия электронов с образцами показывает, что при увеличении энергии электроны пролетают сквозь образцы нитрида бора в подложку, при этом суммарные потери энергии электрона в слое h-BN уменьшаются, что и приводит к замедлению роста интенсивности КЛ.

В спектрах комбинационного рассеяния исходных образцов наблюдается характерный для h-BN пик с максимумом около 1366 $см^{-1}$. Спектры комбинационного рассеяния, полученные с образцов, облученных ионами гелия с разными дозами, приведены на рис. 1. Как можно видеть на рисунке, при увеличении дозы облучения ионами гелия происходит уменьшение интенсивности основного пика с максимумом около 1366 $см^{-1}$ и его уширение. При этом для доз порядка 10^{15} $см^{-2}$ и более появляется дополнительный широкий пик с максимумом около 1300 $см^{-1}$, который, согласно литературным данным, соответствует кубическому нитриду бора [7]. Можно заметить, что интенсивность этого широкого пика максимальна при дозе облучения порядка $5 \cdot 10^{15}$ $см^{-2}$, а при больших дозах облучения уменьшается.

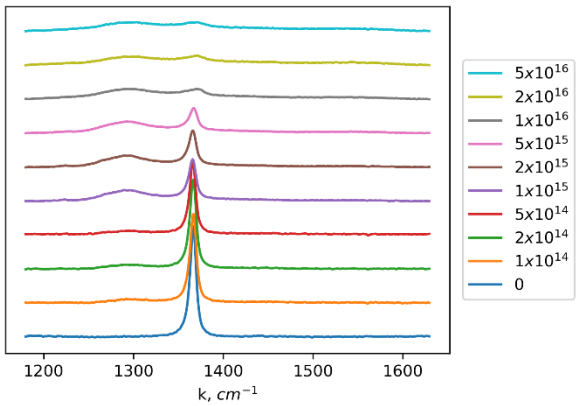


Рис. 1. Спектры КРС образца 1, облученного ионами гелия с различными дозами

В спектрах КРС, полученных с образца 2, облученного ионами гелия, также наблюдается появление новой полосы, соответствующей кубическому нитриду бора, интенсивность которой возрастает при увеличении дозы ионного облучения. Таким образом, на основании полученных данных можно предположить, что при облучении ионами гелия в гексагональном нитриде бора происходит образование включений кубической фазы.

Выводы

Показано, что облучение ионами и электронами приводит к изменению интенсивности полос люминесценции гексагонального нирида бора, что в дальнейшем может быть использовано для локального управления концентрацией центров люминесценции. Образцы, полученные методом газотранпортной реакции, более чувствительны к облучению электронами, чем образцы, полученные при высоком давлении, а в их спектре содержится больше различных полос люминесценции при меньшей интенсивности межзонной люминесценции, что свидетельствует о большей концентрации различных дефектов.

Анализ спектров комбинационного рассеяния позволяет предположить образование включений кубического нитрида бора в результате облучения ионами гелия, однако для подтверждения этой гипотезы необходимо проведение дополнительных исследований.

Финансирование

Исследование выполнено при поддержке гранта Российского научного фонда № 23-22-00067, https://rscf.ru/project/23-22-00067/.

Благодарности

Экспериментальные результаты получены с использованием оборудования Междисциплинарного ресурсного центра по направлению «Нанотехнологии» и ресурсного центра «Оптические и лазерные методы исследования вещества» Научного парка СПбГУ. Авторы благодарны К. Ватанабе и Т. Танигучи за предоставленный образец гексагонального нитрида бора, а также Е. В. Борисову за помощь с проведением измерений методом спектроскопии комбинационного рассеяния света.

Литература

1. R. Bourrellier, S. Meuret, A. Tararan, et al. // Nano Lett. 2016. V. 16. P. 4317–4321.

2. S. Castelletto, F. A. Inam, S. Sato, et al. // Beilstein J. Nanotechnol. 2020. V. 11. P. 740–769.

3. A. Vokhmintsev, I. Weinstein, D. Zamyatin // J. Luminesc. 2019. V. 208. P. 363–370.

4. G. Grosso, H. Moon, B. Lienhard, et al. // Nature Comm. 2017. V. 8. P. 705.

5. M. Neumann, X. Wei, L. Morales-Inostroza, et al. // ACS Nano. 2023. V. 17. P. 11679−11691.

6. Ю. В. Петров, О. А. Гогина, О. Ф. Вывенко и др. // ЖТФ. 2023. Т. 93. С. 921–927.

7. E. Aradi, S. R. Naidoo, F. Cummings, et al. // Diamond Rel. Mat. 2018. V. 92. P. 168–173.

Высокоскоростной сканер для сканирующего зондового микроскопа: моделирование и экспериментальные исследования

С. В. Пичахчи[1,2,*], И. Д. Сапожников[1], О. М. Горбенко[1], М. Л. Фельштын[1], С. Ю. Лукашенко[1], А. О. Голубок[1]

[1]Институт аналитического приборостроения РАН, ул. Ивана Черных, 31-33, Санкт-Петербург, 198095
[2]Академический университет им. Ж. И. Алферова, ул. Хлопина, 8, корп. 3А, Санкт-Петербург, 194021
*pichakhchi.s@yandex.ru

В работе проведены моделирование и экспериментальное исследование высокоскоростного сканера для сканирующего зоднового микроскопа. Разработана модель и методом конечных элементов выполнен расчет АЧХ сканера. Изготовлен и испытан сканер. Экспериментально измерена АЧХ сканера и исследован эффект динамического гашения низкочастотного резонанса. Продемонстрировано 4-кратное увеличение скорости сканирования.

Введение

Один из основных недостатков метода сканирующей зондовой микроскопии (СЗМ) – это достаточно большое время, необходимое для получения изображения. Эта проблема выходит на первый план при реализации так называемой «hopping»-моды, в которой зонд отводится и подводится к исследуемой поверхности в каждой измеряемой точке.

Низкая скорость сканирования обусловлена тем, что частота единичного усиления в разорванной петле обратной связи, определяющая быстродействие СЗМ, должна быть меньше собственной резонансной частоты сканера, которая ограничивается размерами и жесткостью конструкции. Известны как программные, так и конструктивные методы увеличения скорости сканирования.

Стандартный подход к увеличению скорости сканирования основан на увеличении жесткости и уменьшении размеров конструкции и, как следствие, к увеличению ее собственной резонансной частоты. Однако это приводит к нежелательному уменьшению площади сканирования. Известен и другой динамический способ гашения резонансных колебаний, связанный с компенсацией перемещения центра масс в процессе сканирования по координате, перпендикулярной к поверхности образца. Работа посвящена разработке численной модели сканера с динамическим гашением резонансных колебаний, оптимизации конструкции по параметру гашения колебаний, созданию и исследованию экспериментальной модели сканера.

Результаты

В работе предложена конструкция сканера, обеспечивающая динамическое гашение первой резонансной частоты путем зажатия пьезопакета между двух упругих мембран. Методом конечных элементов проведено моделирование колебаний и оптимизация элементов конструкции. В процессе моделирования исходной конструкции сканера (рис. 1, *а*) обнаружена «паразитная» деформация корпуса сканера.

Для устранения влияния обнаруженной деформации плоскость закрепления сканера перенесена на его геометричсекий центр (рис. 1, *б*). В результате моделирования получены амплитудно-частотные характеристики сканера (рис. 3, *а*), демонстрирующие динамическое гашение первого резонанса сканера при уравновешивании системы.

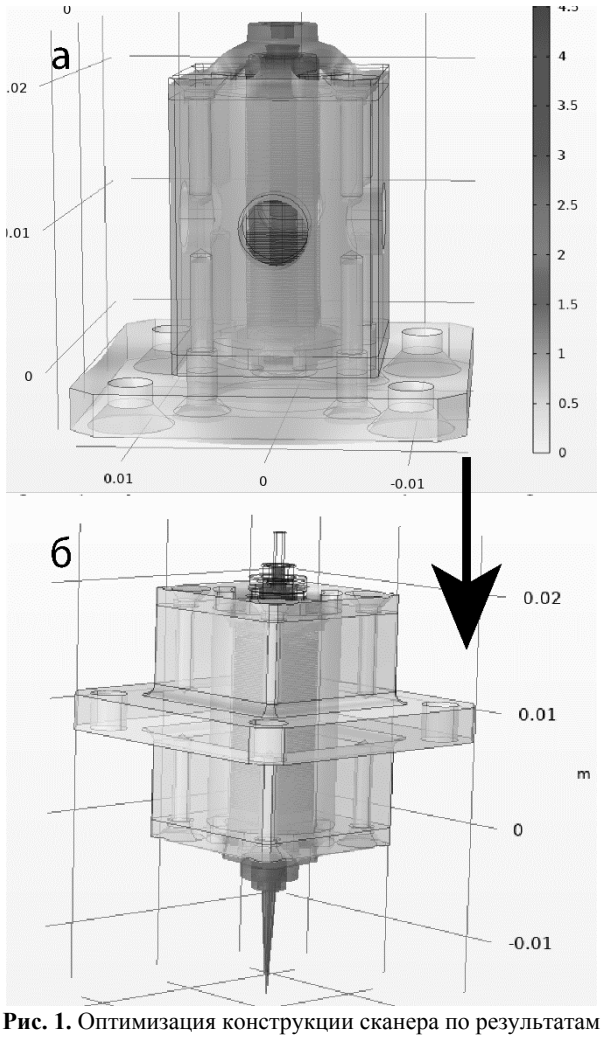


Рис. 1. Оптимизация конструкции сканера по результатам моделирования путем перенесения области крепления

С учетом результатов моделирования изготовлен лабораторный образец сканера (рис. 2, *б*). В конструкции сканера использованы два пьезопакета размером 5×5×9 мм, обеспечивающие перемещение 6 мкм каждый. Так как в рассмотренной конструкции сканера деформация мембран происходит в противоположные стороны, то для сохранения диапазона перемещения использованы два пьезопакета, склеенные вместе.

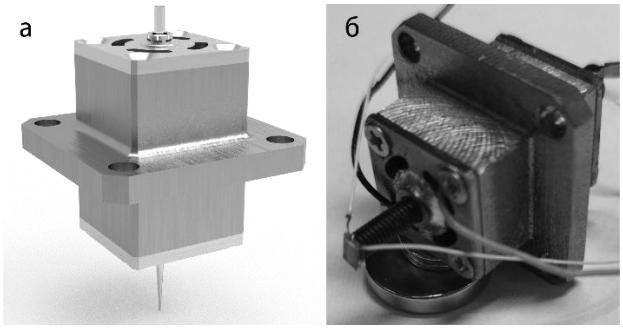


Рис. 2. Лабораторный образец сканера модель (*а*) и изготовленный образец (*б*)

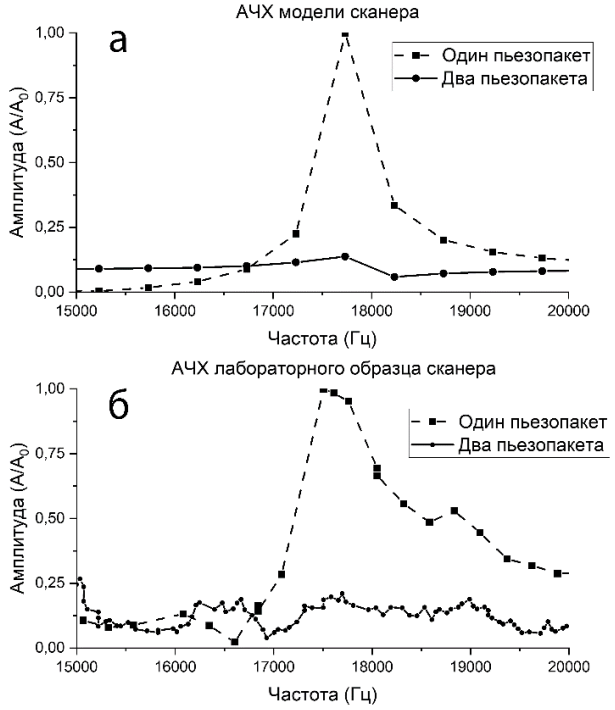


Рис. 3. АЧХ модели сканера (*а*) и лабораторного образца (*б*)

На одну из подвижных мембран была установлена пьезокерамическая пластина в качесте датчика ускорений. При помощи этого датчика были измерены АЧХ лабораторного образца сканера (рис. 3, *б*).

Резонансная частота лабораторного образца сканера (17,6 кГц) близка к резонансной частоте расчетной модели сканера (17,7 кГц). С использованием лабораторного образца сканера было исследовано динамическое гашение первого резонанса. Подавление низкочастотного резонанса, возникающее при включении второго пьезопакета продемонстрировано на АЧХ лабораторного образца сканера (рис. 3, б).

Разработанный сканер был использован в сканирующем капиллярном микроскопе в качестве сканера Z. Благодаря высокой жесткости сканера удалось увеличить скорость сканирования в «hopping»-моде в 4 раза по сравнению с обычным сканером.

Выводы

Реализованное в предложенной модели динамическое гашение низкочастотного резонанса позволило в 4 раза увеличить скорость сканирования. Результаты моделирования резонансных колебаний сканера хорошо согласуются с экспериментальными данными.

Литература

1. Shinji Watanabe, Toshio Ando. High-speed XYZ-nanopositioner for scanning ion conductance microscopy // Appl. Phys. Lett. 11 September 2017; 111 (11): 113106.

2. Многомодовый сканирующий микроскоп ионной проводимости с системой пьезоинерциального перемещения / М. В. Жуков, С. Ю. Лукашенко, И. Д. Сапожников [и др.] // Научное приборостроение. 2022. Т. 32, № 4. С. 68–87. DOI 10.18358/np-32-4-i6887. – EDN CHRCBC.

3. Shinji Watanabe, Satoko Kitazawa, Linhao Sun, Noriyuki Kodera, Toshio Ando. Development of high-speed ion conductance microscopy // Rev. Sci. Instrum. 1 December 2019; 90 (12): 123704.

Исследование влияния геометрических параметров легированных азотом углеродных нанотрубок на резистивное переключение

М. Р. Полывянова[1,*], О. И. Соболева[1], О. И. Ильин[1,2], М. В. Ильина[2]

[1]Южный федеральный университет, Лаборатория технологии функциональных наноматериалов, ул. Шевченко, 2, Таганрог, 347922
[2]Южный федеральный университет, Институт нанотехнологий, электроники и приборостроения, ул. Шевченко, 2, Таганрог, 347922
*polyvianova@sfedu.ru

В данной работе представлены результаты исследований мемристивного эффекта в легированных азотом углеродных нанотрубках с аспектным отношением длины к диаметру от 11 до 45. Установлено нелинейное изменение отношения сопротивлений в высоко- и низкоомных состояниях с увеличением аспектного отношения, связанное с увеличением деформации нанотрубки и соответствующего ей внутреннего пьезоэлектрического поля. Полученные результаты могут быть использованы при разработке устройств с энергонезависимой памятью.

Введение

Быстрый рост компьютерных процессоров, потребительских электронных устройств и возможностей обмена информацией требуют экспоненциального увеличения глобальных возможностей хранения данных, что создает высокий спрос на передовые цифровые запоминающие устройства [1]. Одним из перспективных направлений в области создания энергонезависимой памяти является разработка мемристоров. Первые мемристоры были реализованы на оксидах металлов (TiO_2, HfO_2, ZnO и др.). Однако неравномерность характеристик переключения сопротивлений, вызванная случайностью формирования канала проводимости, остается основной проблемой для их использования в энергонезависимых запоминающих устройствах [2, 3]. В связи с этим продолжаются исследования по поиску функционального материала для мемристивных устройств. Большой интерес к углеродным наноструктурам возник из-за их способности обеспечивать стабильное резистивное переключение [4–6]. Наши работы направлены на изучение мемристивных свойств легированных азотом углеродных нанотрубках (N-УНТ), которые обладают многоуровневым резистивным переключением в отличие от оксида графена и аморфного углерода [6, 7]. При этом все еще необходимо проведение исследований по изучению влияния параметров N-УНТ на их свойства. Целью данной работы является исследование влияние геометрических параметров на резистивное переключение N-УНТ, испытывающих деформацию.

Методика исследования

В качестве исследуемых образцов выступали массивы вертикально ориентированных N-УНТ, выращенных методом плазмохимического осаждения из газовой фазы в потоках аммиака и ацетилена при температуре 550 °C. Аспектное соотношение длины нанотрубок к диаметру составляло 11, 17, 32, 45, концентрация азота во всех образцах составляла около 12%. В качестве нижнего контакта выступала пленка молибдена толщиной 100 нм. Изображения растровой электронной микроскопии (РЭМ) образцов с наибольшим и наименьшим аспектным отношениями представлены на рис. 1.

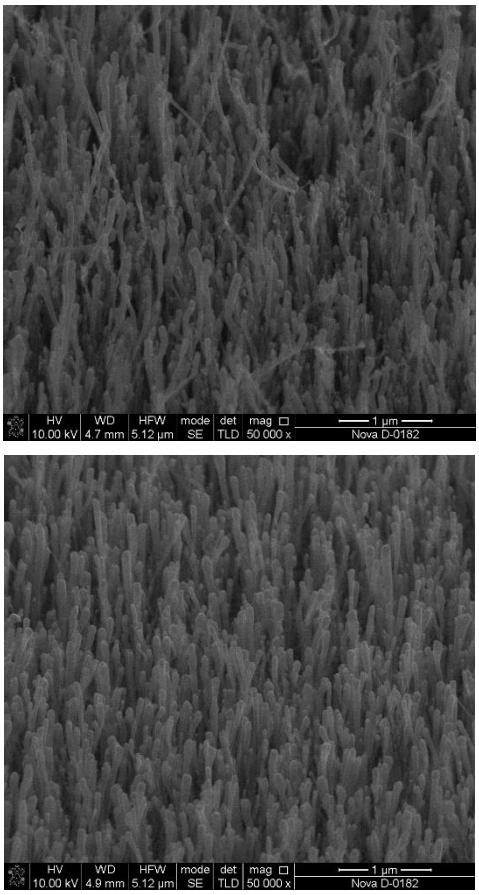


Рис. 1. РЭМ-изображения исследуемых массивов N-УНТ с аспектным отношением длины к диаметру 45 (сверху) и 11 (снизу)

Исследования процесса резистивного переключения в N-УНТ выполнялись методом атомно-силовой микроскопии (АСМ) с использованием зонда марки NSG11 с проводящим покрытием TiN. Перед измерением вольтамперных характеристик (ВАХ) N-УНТ были деформированы путем прижима зонда к вершине нанотрубки с силой 1,6 мкН. АСМ-зонд был заземлен. Амплитуда напряжения при измерении ВАХ изменялась в диапазоне от ±1 В до ±10 В.

Результаты и обсуждение

Результаты измерения показали, что все образцы N-УНТ демонстрируют стабильное резистивное переключение при приложении импульса пилообразного напряжения ± 6 В (рис. 2).

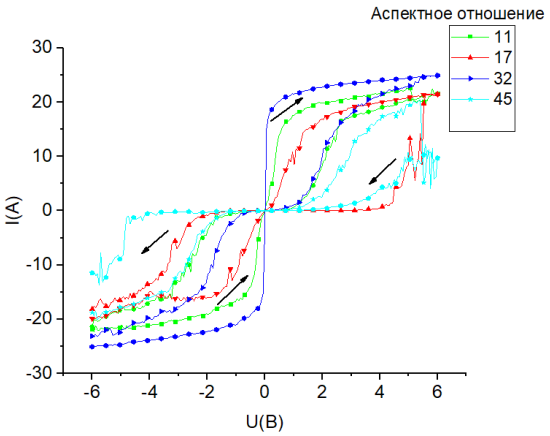


Рис. 2. ВАХ экспериментальных образцов N-УНТ при подаче импульса напряжения ± 6 В

При напряжении чтения 1,5 В отношение сопротивлений в высоко- и низкоомном состояниях (HRS/LRS) составляло 38, 5549, 233 и 11 при аспектном отношении 11, 17, 32 и 45 соответственно (рис. 3). Увеличение отношения HRS/LRS с ростом аспектного отношения обусловлено тем, что величина деформации N-УНТ при фиксированной силе воздействия растет с увеличением аспектного отношения нанотрубки, что приводит к увеличению внутреннего пьезоэлектрического поля [7]. Величина HRS/LRS, в свою очередь, определяется отношением внутреннего пьезоэлектрического и внешнего электрического полей [7]. В результате при увеличении аспектного отношения N-УНТ наблюдается увеличение деформации и соответствующего ей внутреннего пьезоэлектрического поля, которое не компенсируется внешним электрическим полем, и сопротивление LRS увеличивается. При уменьшении аспектного отношения N-УНТ, напротив, наблюдается уменьшение величины деформации, и соответственно уменьшение сопротивления HRS.

Полученные результаты согласуются с ранее предложенным механизмом резистивного переключения в углеродных нанотрубках, связанным с формированием и последующим перераспределением пьезоэлектрического потенциала в «бамбукообразных» перемычках, формирующихся в результате легирования азотом пиррольного типа [4, 7, 8].

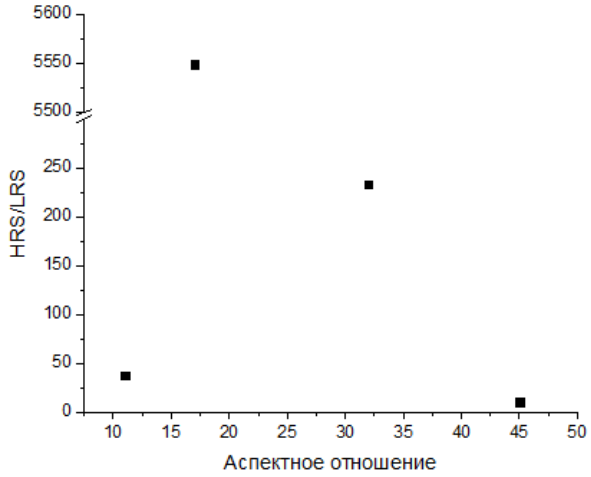


Рис. 3. Зависимость отношения сопротивлений N-УНТ в высоко- и низкоомном состояниях от аспектного отношения длины к диаметру

Заключение

Таким образом, показано, что резистивное переключение в деформированных N-УНТ существенно зависит от геометрических параметров, что необходимо учитывать при разработке мемристорных структур на их основе.

Работа выполнена при финансовой поддержке Министерства науки и высшего образования Российской Федерации; государственное задание в области научной деятельности № FENW-2022-0001 в Южном федеральном университете.

Литература

1. S. Bertolazzi, et al. // Adv. Mater. 2019. 31, e1806663.

2. H. Wang, L. Hu, W. Han // J. Alloys Compd. 854. 157200 (2021).

3. W. Song, et al. // Appl. Phys. Lett., 115 (2019). 133501.

4. М. В. Ильина и др. // Российские нанотехнологии. 2021. 16, № 6. С. 857–864.

5. P. Viswanath, K. K. H. De Silva, H. H. Huang et al. // Appl. Surf. Sci. 2020. V. 532. P. 147188.

6. T. J. Raeber, Z. C. Zhao, B. J. Murdoch, et al. // Carbon. 2018. V. 136. P. 280.

7. M. Il'ina, et al. // Carbon. 2017. V. 123. P. 514–524.

8. M. V. Il'ina, et al. // Diam. Relat. Mater. 2022. V. 123. P. 108858.

Обработка графена в индукционно-связанной водород-содержащей плазме низкого давления при воздействии внешнего электрического поля

Е. И. Преображенский[1,*], А. В. Водопьянов[1,2], А. В. Нежданов[2], А. И. Машин[2]

[1]Институт прикладной физики им. А. В. Гапонова-Грехова РАН, ул. Ульянова, 46, Нижний Новгород, 603950
[2]Нижегородский государственный университет им. Н. И. Лобачевского, пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603022
*evgenypr@ipfran.ru

В данной работе описано влияние внешнего электрического поля на скорость гидрогенизации графена в водородсодержащей плазме индукционного разряда. Предложен способ диагностики параметров образцов непосредственно во время плазменной обработки. Экпонированный в водородсодержащей плазме графен был исследован при помощи комбинационной спектроскопии рассеяния. Зафиксировано изменение пиков нормированного спектра комбинационного рассеяния, соответствующих гидрогенизации графена в зависимости от напряжения, поданного между образцом и камерой плазменной установки. Показано, что уменьшение потенциала на образце относительно заземленной вакуумной камеры увеличивает интенсивности пиков, связанные с гидрогенизацией графена, в несколько раз.

Введение

В современном мире все большее внимание уделяется двумерным углеродным материалам, таким как нанотрубки или графен [1]. Данные структуры обладают уникальными проводящими, термическими, а также выдающимися механическими свойствами благодаря своей двумерной структуре [2]. Например, графен имеет высокую механическую прочность при рекордной подвижности носителей заряда, что открывает простор для создания электронных устройств на его основе [2]. Кроме того, дополнительные возможности появляются при интеркалировании (допировании) графена различными атомами, в частности атомами водорода [3]. Такой модифицированный материал обладает иными по сравнению с изначальным материалом свойствами, например, уменьшается проводимость, величину которой можно контролировать, регулируя количество водорода в решетке [4–6]. Это открывает перспективы для применений модифицированных углеродных наноматериалов в качестве основы для полупроводниковых приборов.

Одним из наиболее перспективных способов гидрогенизации графена является воздействие на образцы при помощи плазмы [3]. Основное его преимущество – это возможность достаточно точной настройки параметров установки во время обработки. Кроме того, в случае индукционного разряда также достоинством является отсутствие посторонних химических веществ. Дополнительным методом управления процессом гидрогенизации графена при помощи водородсодержащей плазмы может выступать подключение внешнего электрического поля для контроля за потоком заряженных частиц в плазме, взаимодействующих с образцом. Целью данной работы является исследование воздействия электрического поля на обработку графена при помощи водородсодержащей плазмы индукционного разряда.

Постановка эксперимента

Для управления гидрогенизацией графена при помощи электрического поля был модифицирован плазменный стенд, описанный в работе [7]. К подставке, на которой располагался графен, было присоединено 4 прижимных контакта. Это позволило, используя их, исследовать проводящие свойства графена во время плазменной обработки. Кроме того, также появилась возможность подавать потенциал на образец. Предполагается, что в процессе плазменной обработки сопротивление контактов либо не меняется, либо изменяется слабо, а сопротивление графена растет из-за увеличения количества дефектов, связанных с образованием углерод-водородных связей. Поскольку сопротивление образцов на несколько порядков выше, чем у контактов, то можно предположить, что в процессе обработки графена плазмой измеряется именно сопротивление образца.

Для оценки степени гидрогенизации была использована комбинационная спектроскопия рассеяния. Измерения спектров проводились в области монослоя графена, который определяли при помощи конфокальной микроскопии. Все полученные спектры были нормированы на пик G (~1580 см$^{-1}$). Для оценки степени гидрогенизации изучались изменения нормированных пиков D (~1350 см$^{-1}$) и D+D' (~2950 см$^{-1}$), которые показывают взаимодействие углерода и водорода в графене [2, 8].

Результаты и обсуждение

Обработка графена водородсодержащей плазмой была проведена для трех значений напряжения на образце. Первый случай – образец находился под плавающим потенциалом. Измеренное значение напряжения на образце относительно заземленной вакуумной камеры составило 3,9 В. Второй – образец был заземлен. Измеренные спектры комбинационного рассеяния для данного случая представлены на рис. 1. Третий – образец находился под напряжением 2 В. В табл. 1 приведены нормированные значения интенсивностей пиков D (~1350 см$^{-1}$) и D+D' (~2950 см$^{-1}$) для данных случаев.

Исходя из табл. 1 можно отметить увеличение дефектного пика D для графена после плазменной обработки. Кроме того, возрастает пик D+D', который связан с образованием водород-углеродной связи [8]. Наличие пика D+D' говорит об успешности гидрогенизации. По относительной величине нормированного пика D можно говорить о том, что количество дефектов в графене изменяется. Увеличение величины пика D можно связать с увеличением количества де-

фектов [2], а поскольку наблюдается также и рост интенсивности пика *D*+*D*', то можно предположить, что дефекты в графене связаны с образованием углерод-водородной связи. Кроме того, можно заметить, что уменьшение потенциала на образце ведет к увеличению обоих дефектных пиков. Отсюда можно сделать предположение, что образование углерод-водородных связей происходит с ионами водорода, поток которых изменяется при изменении напряжения.

Измерение значений проводящих свойств образцов во время плазменной экспозиции показало, что при данных параметрах эксперимента их сопротивление приблизительно описывается экспоненциальной функцией от времени обработки. Увеличение сопротивления образцов связано с тем, что дефекты в графене увеличивают значение сопротивления, что и происходит в ходе плазменной обработки.

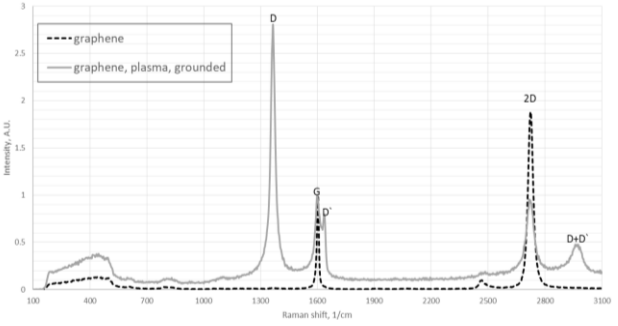


Рис. 1. Нормированные спектры комбинационного рассеяния образцов графена до (graphene) и после (graphene, plasma, grounded) плазменной обработки в случае заземления образца

Таблица 1. Отношение интенсивностей пиков в области монослоя графена до плазменной обработки (Графен) и после для незаземленного (Графен, незаземлен), заземленного (Графен, заземлен) и находящегося под напряжением (Графен, +2 В) образцов

Интенсивность	*I*(*D*)/*I*(*G*)	*I*(*D*+*D*`)/*I*(*G*)
Графен	0,02 ±0,01	0,02 ±0,01
Графен, незаземлен	0,34 ±0,03	0,09 ±0,01
Графен, +2 В	1,47 ± 0,08	0,25 ± 0,02
Графен, заземлен	2,81 ± 0,15	0,48 ± 0,03

Выводы

По результатам проведенных экспериментов было показано, что сопротивление образцов графена приблизительно экспоненциально зависит от времени плазменной обработки. При помощи комбинационной спектроскопии рассеяния показано, что происходит гидрогенизация образцов. Кроме того, продемонстрирован эффект воздействия внешнего электрического поля, поданного на образец относительно земли, на финальный результат плазменной обработки графена. Уменьшение потенциала на образце приводит к увеличению пиков, связанных с образованием водород-углеродных связей и наблюдаемых при помощи комбинационной спектроскопии рассеяния.

Финансирование

Работа выполнена в рамках государственного задания № FFUF-2023-0002.

Литература

1. Y. Fei, S. Fang, & Y. H. Hu. Synthesis, properties and potential applications of hydrogenated graphene // Chemical Engineering Journal. **397.** 125408 (2020). https://doi.org/10.1016/j.cej.2020.125408.

2. Vasilios Georgakilas, et al. Functionalization of Graphene: Covalent and Non-Covalent Approaches, Derivatives and Applications // Chem. Rev. **112.** 11. 6156–6214 (2012). https://doi.org/10.1021/cr3000412.

3. K. E. Whitener. Review Article: Hydrogenated graphene: A user's guide // Journal of Vacuum Science & Technology. A. **36** (5), 05G401 (2018). https://doi.org/10.1116/1.5034433.

4. E. I. Preobrazhensky, I. V. Oladyshkin, M. D. Tokman. Optical properties of graphane in infrared range // Physica Scripta. **97** (11). 115803 (2022). https://doi. org/10.1088/1402-4896/ac9564.

5. J. O. Sofo, A. S. Chaudhari, & G. D. Barber. Graphane: A two-dimensional hydrocarbon // Physical Review. B. **75**(15). 153401 (2007). https://doi.org/10.1103 /PhysRevB.75.153401.

6. D. C. Elias, R. R. Nair, T. M. G. Mohiuddin, S. V. Morozov, Blake, P., M. P. Halsall, A. C. Ferrari, D. W. Boukhvalov, Katsnelson, M. I., Geim, A. K., & K. S. Novoselov. Control of graphene's properties by reversible hydrogenation: Evidence for graphane // Science. **323**(5914). 610–613 (2009). https://doi.org/10.1126 /science.1167130.

7. A. Vodopyanov, E. Preobrazhensky, A. Nezh-danov, M. Zorina, A. Mashin, R. Yakimova, & D. Go-gova. A new plasma-based approach to hydrogen intercalation of graphene // Superlattices and Microstructures. **160**. 107066 (2021). https://doi.org/10.1016/j.spmi. 2021.107066.

8. I. Shtepliuk, et al. Raman probing of hydrogen-intercalated graphene on Si-face 4H-SiC // Materials Science in Semiconductor Processing. **96.** (2019). https: //doi.org/10.1016/j.mssp.2019.02.039.

Количественный локальный анализ элементного состава материалов методом EELS в ПРЭМ в условиях наложения линий характеристических потерь

К. Е. Приходько[1,2,*], М. М. Дементьева[1]

[1]Национальный исследовательский центр «Курчатовский институт», пл. Акад. Курчатова, 1, Москва, 123182
[2]Национальный исследовательский ядерный университет МИФИ, Каширское шоссе, 31, Москва, 115409
*prihodko_ke@nrcki.ru

Разработан метод обработки спектров характеристических потерь энергии электронов для проведения количественного анализа атомных концентраций элементов в рамках ПРЭМ в условиях близкого расположения линий различных элементов, что затрудняет выделение фона в рамках проведения стандартного анализа. На примере исследования атомного состава тонкой пленки NbN показано уменьшение разброса получаемых значений концентраций для различных точек образца до 1–2 ат.%.

Введение

В настоящее время разрабатываемые наноматериалы, обладающие требуемыми конфигурациями служебных характеристик, являются объектами материаловедческого дизайна, поскольку физические свойства наноэлементов определяются как их атомным составом, так и микроструктурой. Поэтому чрезвычайно востребованы методы локальной верификации атомного состава, которые могут быть реализованы в рамках просвечивающей растровой электронной микроскопии (ПРЭМ) с применением спектроскопии характеристических потерь энергии электронов (СХПЭЭ–EELS).

В режиме ПРЭМ электронный зонд фокусируется в точку малого диаметра (~01–0,15 нм), что с учетом небольшой толщины образца (10–20 нм) и значительной энергией электронов (200–300 кэВ) позволяет получать аналитическую информацию, например, спектры СХПЭЭ, от области, сравнимой с диаметром электронного зонда. Разработанные стандартные методы определения атомных концентраций элементов в интересующей точке образца по спектрам СХПЭЭ [1] дают хорошие результаты в том случае, если края поглощения анализируемых химических элементов достаточно разнесены по энергии, т. е. при регистрации интенсивности сигнала поглощения линии других элементов не мешают проводить вычисление соответствующих фоновых кривых, и интегрирование интересующих кривых поглощения в заданных энергетических интервалах.

Однако, к сожалению, так бывает далеко не всегда. Типичной ситуацией является наложение либо самих краев поглощения различных элементов, либо пиков протяженной структуры краев поглощения других элементов на интересующий край поглощения измеряемого элемента, что увеличивает погрешность, делает применение стандартных процедур неэффективным.

Известные из литературы методы преодоления данного затруднения [2], суть которых сводится к использованию эталонных спектров, полученных от «мешающих» элементов, и подгонки экспериментальных кривых под сумму спектров от всех элементов с применением итерационных алгоритмов для поиска весовых коэффициентов, в большинстве случаев плохо применимы, поскольку форма линий поглощения и ее интенсивность, а также химические сдвиги по энергии существенно зависят от электронной конфигурации межатомных связей в химическом соединении, его степени окисления, а также от ближайших соседей у данного атома.

В предлагаемой работе на примере определения атомного состава тонкопленочного нитрида ниобия на образцах поперечных срезов, в котором пики поглощения ниобия (Nb-$M_{3,2}$) накладываются на край поглощения азота (N-K), описан разработанный авторами метод последовательных преобразований участков спектра энергетических потерь, позволяющий исключить влияние линий поглощения Nb-$M_{3,2}$ на линию поглощения N-K, что позволило существенно повысить точность измерений атомных концентраций элементов.

Образцы поперечных срезов для исследований были приготовлены методом вырезки ламели на установке со сфокусированным ионным пучком FEI – «Helios Nanolab-650». Толщина пленки NbN на подложке из монокристаллического сапфира составляла 5,5 нм. ПРЭМ исследования проводились на просвечивающем электронном микроскопе FEI «Titan 80-300ST» при энергии электронов 200 кэВ, оснащенном спектрометром энергетических потерь Gatan «GIF-2001».

Результаты

На рис. 1 показан исходный спектр потерь электронов от NbN (*1*) на котором видны линии потерь Nb-$M_{4,5}$, Nb-M_3, Nb-M_2 и N-K. На рис. 1 (*2*) показан спектр потерь после вычитания фона с использованием энергетического окна A и степенной зависимости интенсивности от энергии, который в дальнейшем будет использован для интегрирования сигнала от атомов Nb в рамках стандартного элементного анализа.

Как видно из рис. 1 (*1*), линии потерь Nb-M_3 и Nb-M_2 расположены так близко к линии потерь N-K, что делают стандартную поцедуру вычитания фона для выделения сигнала от азота нестабильной, поскольку для выделения фона используется область спектра до начала линии N-K, а в этой области энергий как раз и находятся линии потерь ниобия M_3 и M_2. Для решения задачи выделения сигнала от азота в данном случае предлагается следующий алгоритм.

На исходном спектре (*1*) с использованием энергетического окна B до линий Nb-M_3 и Nb-M_2 находится линия фона с использованием стандартной степенной функции, после чего производится вычитание фона из кривой (*1*) (см. рис. 1, (*3*) – интенсивность увеличена в пять раз для наглядности).

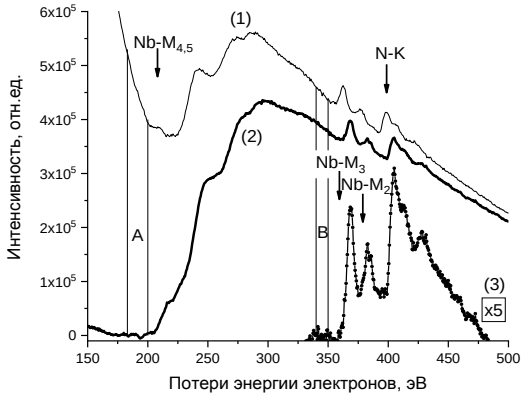


Рис. 1. Спектры потерь электронов NbN: (*1*) – исходный; (*2*) – после вычитания фона в окне A; (*3*) – после вычитания фона кривой (*2*) в окне B (интенсивность увеличена в 5 раз)

Далее мы предлагаем исключить влияние линий ниобия Nb-M_3 и Nb-M_2 на участке потерь энергии от 355 до 400 эВ путем подгонки экспериментального спектра (*3*) под три симметричных пика, первый из которых отвечает линии Nb-M_3, второй – линии Nb-M_2, а третий пик описывает небольшое плато на участке от 390 до 400 эВ (см. рис. 1 (*3*)). Задача такого представления спектра на участке 355 до 400 эВ заключается в удалении сигнала от линий ниобия из экспериментального спектра. В качестве симметричных пиков мы используем распределение Лоренца:

$$y(x) = \left[1 + \left(\frac{x-d}{e}\right)^2\right]^{-f}, \qquad (1)$$

поскольку оно позволяет варьировать форму пика в более широких пределах по сравнению с другими, например распределением Гаусса, за счет параметра *f*. Подгонка экспериментального спектра под сумму трех пиков Лоренца (*1*) на участке 390 до 400 эВ проводилась с помощью нелинейного метода наименьших квадратов. Использование области энергии до пика потерь энергии для азота 402 эВ (N-K) гарантирует отсутствие влияния потерь от взаимодействия с атомами азота.

Далее из исходного спектра (*1*) вычитаются интенсивность всех трех пиков после их подгонки (в результате влияние линий Nb-M_3 и Nb-M_2 полностью нивелируется), после чего производится стандартное вычитание фона для линии азота в диапазоне энергий от 358 до 384 эВ с применением степенной функции.

На рис. 2 (*1*) показан конечный спектр линии азота после проведения описанной выше обработки в сравнении с эталонной линией потерь от атомов азота (N_2) из атласа «Gatan» рис. 2 (*2*).

После окончательной обработки спектров производится стандартный расчет [3] относительных атомных концентраций элементов (Nb и N) для идентификации состава исследуемой пленки нитрида ниобия путем интегрирования участков спектра линий ниобия (Nb-$M_{4,5}$) и азота (N-K).

Разработанный метод исключения влияния близкорасположенных линий ниобия на линию азота позволил уменьшить разброс экспериментально получаемых значений атомных концентраций в различных точках образца до уровня 1–2 ат.%. Полученные значения концентраций элементов: C_{Nb}=(50,5±1,3) ат.%, C_N=(49,5±1,3) ат.%.



Рис. 2. Сравнение К-линии азота в NbN после обработки (*1*) с эталонной линией азота в N_2 (*2*) из атласа «Gatan»

Выводы

Разработана процедура удаления влияния линий ниобия, расположенных близко к линии азота, на величину сигнала от атомов азота. Проведена обработка экспериментальных спектров NbN по разработанной процедуре. Для верификации правильности предложенного метода проведено сравнение формы линии поглощения азота с литературными источниками.

Показано, что применение разработанного метода обработки спектров позволяет уменьшить разброс расчетных атомных концентраций элементов для разных точек образца до уровня 1–2 ат.%.

Разработанный метод может быть использован для широкого класса материалов в ходе проведения локального анализа состава методом СХПЭЭ (EELS) в условиях, когда наблюдается наложение линий характеристических потерь различных химических элементов.

Финансирование

Работа проведена в рамках выполнения государственного задания НИЦ «Курчатовский институт».

Литература

1. R. Egerton. Electron Energy-Loss Spectroscopy in the Electron Microscope. Spinger, 2011. P. 431.

2. L. Sirong, K. Kormondy, A. Demkov, et al. // Ultramicroscopy. 2018. V. 195. P. 25–31.

3. D. Willams, C. Carter. Transmission Electron Microscopy. Springer, 2009. P. 760.

Импедансная микроскопия на базе микроволновых зондовых станций

А. Н. Резник

Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, 7, д. Афонино, Кстовский р-н, Нижегородская обл., 603087
reznik@ipmras.ru

Изучено влияние неидеальных эталонных нагрузок зондовой станции на точность измерения микроволнового спектра импеданса в процессе тестирования электронных устройств и материалов. Показано, что процедура калибровки с использованием стандартных нагрузок приводит к существенным ошибкам измерений. Сделан прогноз перспектив улучшения характеристик нагрузок с целью устранения погрешностей. Рассмотрена оригинальная методика измерения импеданса, свободная от указанных проблем.

Введение

Развитие микроэлектроники требует проведения измерений отдельных элементов непосредственно на полупроводниковой пластине. Принципиальным является тестирование элементов микронных латеральных размеров. Решение указанных задач достигается путем применения зондовых станций (ЗС). Основной задачей ЗС диагностики является измерение коэффициентов отражения и прохождения микроволнового сигнала (S-параметров), что позволяет построить эквивалентную схему тестируемого планарного устройства. Измерение S-параметров требует калибровки ЗС, для чего используются методы, разработанные в технике векторного анализа цепей. С этой целью в комплект ЗС включены планарные эталонные нагрузки.

Применение ЗС в материаловедении также имеет хорошие перспективы. В наших работах [1–3] продемонстрирована возможность определения электрофизических параметров полупроводниковых материалов и структур с латеральным разрешением до 10 мкм. Указанные параметры восстанавливаются из измерений частотного спектра коэффициента отражения образца, по которому в качестве промежуточной характеристики определяется спектр входного импеданса $Z_a(f)$. Измерение функции $Z_a(f)$ требует однопортовой калибровки ЗС с использованием набора стандартных мер. Общепринята калибровка OSM-К, в которой используются меры: Open (O), Short (S), Matched (M) с импедансами $Z_{O,S,M} = -i\infty$, 0, 50 Ом во всем рабочем диапазоне ЗС. При зондировании структуры [3] мы столкнулись с проблемой. В спектрах сопротивления $R_a(f) = \mathrm{Re}(Z_a(f))$ наблюдались глубокие провалы в широкой области частот $f \approx$ 1–20 ГГц. Возникла гипотеза, что причина очевидных ошибок связана с погрешностями калибровочных измерений. В данной работе выполнено соответствующее исследование, подтвердившее гипотезу. Устранить ошибки позволила разработка методики калибровки А-К [3], которая также описана в работе.

Определение спектра импеданса

Техника ЗС диагностики полупроводниковых материалов и структур детально изложена в работах [1–3]. На поверхности тестируемого образца формируется система концентрических металлических контактов (антенная система). Диаметр центрального диска антенны (в нашем случае 10–60 мкм) определяет латеральное разрешение. Между контактными площадками антенны прикладывается постоянное напряжение U. В приконтактной области металл-полупроводник формируется обедненный слой толщины $d(U)$. Свойства обедненного слоя и невозмущенная область образца определяют микроволновый спектр комплексного импеданса $Z_a(f, U)$ всей системы, который и служит источником информации о параметрах исследуемого объекта. Для определения импеданса $Z_a(f, U) = R_a(f, U) - iX_a(f, U)$ измеряется спектр комплексного коэффициента отражения $\Gamma_{in}(f, U)$, для чего используется ЗС «Cascade Microtech» с коаксиально-полосковым зондом в виде сужающейся копланарной линии. Микроволновые измерения выполнялись в диапазоне частот f = 0,01–40 ГГц.

Калибровка ЗС осуществляется для пересчета коэффициента $\Gamma_{in}(f)$, измеряемого на входе зонда, в аналогичный коэффициент $\Gamma_{out}(f)$ в плоскости тестируемой пластины. Рассмотрено два варианта калибровки: стандартная OSM-К и предложенная в [3] А-К.

OSM-К. Согласно этой методике зонд ЗС рассматривается как произвольный четырехполюсник, нагруженный на комплексный импеданс Z. На входе четырехполюсника измеряются спектры комплексных коэффициентов отражения $\Gamma_{in}(f)$ в контакте зонда с эталонными нагрузками и тестируемым образцом. Для пересчета Γ_{in} в Γ_{out} используется известная формула четырехполюсника, в которой три комплексных коэффициента определяются из измерений O, S, M нагрузок. Импеданс тестируемого образца находится, как $Z_a = Z_p(1+\Gamma_{out})/(1-\Gamma_{out})$, где Z_p = 50 Ом – волновой импеданс зонда.

А-К. Зонд моделируется однородной двухпроводной линией длиной l с волновым импедансом Z_p и волновым числом k_p. Коэффициенты отражения на входе и выходе линии связаны соотношением $\Gamma_{in} = \exp(-2ik_p l)\Gamma_{out}$. Параметр k_p определяется электрической длиной l_e и затуханием δ. Указанные характеристики находятся из калибровочных измерений в отсутствие контакта зонда с исследуемым образцом (режим Air). Таким образом, приводящие к ошибкам формулы не применяются в А-К-методике, а нагрузки O, S, M не используются в качестве калибровочных мер.

Результаты исследования

Выполнены измерения импедансов O, S, M нагрузок из комплекта ЗС при помощи А-К-метода. Предварительно определены частотные зависимости па-

раметров зонда $k_p(f)$, $\delta(f)$ по измерениям в режиме Air. Выяснилось, что необходимые условия $/Z_O/ >> Z_p$, $/Z_S/, /Z_M - Z_p/ << Z_p$ выполнены во всем рассматриваемом диапазоне частот, однако все нагрузки неидеальны. Например, импеданс О нагрузки может быть аппроксимирован формулой $Z_O = R_O - i/(2\pi f C_O)$, где $R_O \approx$ $\approx 15{,}7$ Ом, $C_O \approx 1{,}2 \cdot 10^{-2}$ пФ.

Исследование ошибок восстановления импеданса образца по OSM-K- и A-K-методикам выполнено на основе моделирования. В качестве тестируемого образца рассмотрена полупроводниковая структура, изученная в работе [3]. Структура представляла собой легированную серую пленку GaAs, выращенную на проводящей подложке GaAs. Емкость C_a структуры с импедансом $Z_a(f) = R_a(f) - i/(2\pi f C_a)$ формировалась за счет обедненного слоя в пленке. Сопротивление $R_a(f)$ складывалось из сопротивлений обедненного слоя $R_l(f) + R_h(f)$ и сопротивления $r(f)$ невозмущенной части структуры. Функции $R_{l,h}(f)$ определялись глубокими состояниями (ловушками) – низкочастотными (l) и высокочастотными (h). Модельные «экспериментальные» данные вычислялись, как функция $\Gamma_{in}(f)$, по приведенным выше формулам с использованием параметров зонда l_e, δ, полученных в калибровочных A-K-измерениях. К амплитуде и фазе функции $\Gamma_{in}(f)$ добавлялись модельные «шумы» спектрометра. Также рассчитывались спектры $\Gamma_{in}(f)$ для измеренных импедансов $Z_{O,S,M}(f)$ эталонных нагрузок. Полученные по OSM-K- и A-K-методикам спектры импеданса $Z_a(f)$ сравнивались с исходным модельным спектром.

В результате моделирования получено, что с точностью до шумов A-K-методика дает правильные спектры $X_a(f)$, $R_a(f)$ в диапазоне $f > 0{,}04$, 0,1 ГГц, т. е. почти во всем рассматриваемом частотном интервале (рис. 1). Вопрос о влиянии шумов спектрометра, приводящем к потере точности решения на низких частотах, детально изучен в [2]. Для спектра $X_a(f)$, полученного OSM-K-методом имеет место систематическая погрешность, вследствие чего получаем заниженное на ~20% значение емкости обедненного слоя в полупроводнике и на столько же завышенную толщину слоя d. Зависимость $d(U)$ в вольт-импедансной диагностике [1–3] используется для определения концентрации n свободных носителей заряда в полупроводнике. Если учесть, что $n \sim d^{-2}$, то погрешность определения n достигает 40%. Более существенные ошибки дает применение OSM-K для определения спектра $R_a(f)$ (см. рис. 1). В области частот $0{,}1 < f <$ < 1 ГГц наблюдается систематическая ошибка, повышающая значения R_a на 30–50%. На частотах $f > 1$ ГГц имеют место глубокие (на порядок и более) провалы в спектре $R_a(f)$, наблюдавшиеся также в наших измерениях [3]. Указанная область частот наиболее информативна для определения подвижности носителей заряда, а также для обнаруженного в [3] эффекта высокочастотных ловушек.

Отмеченные проблемы OSM-K диагностики связаны с неидеальными характеристиками O, S, M нагрузок. Введем параметры $\kappa_{O,S,M}$, приближающие импедансы $Z_{O,S,M}$ к идеальным значениям: При $\kappa_{O,S,M} = 1$ нагрузки имеют полученные в данной работе параметры, а при $\kappa_{O,S,M} \to \infty$ имеем идеальные нагрузки. Как показали расчеты, точность OSM-K-решения для спектра $R_a(f)$ повышается с увеличением параметров $\kappa_{O,S,M}$. Сказанное относится также и к спектрам $X_a(f)$. При $\kappa_{O,S,M} > 8$ точности OSM-K- и A-K-методов практически одинаковы. Повышения качества O, S, M нагрузок важно добиваться согласованно. Из рис. 2 видно, что улучшение качества только одной нагрузки существенно понижает точность решения.

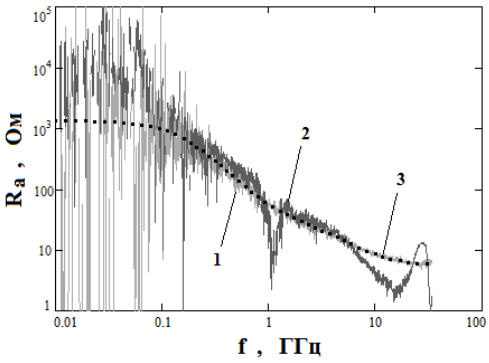


Рис. 1. Восстановленные спектры сопротивления. Кривая *1* – A-K-метод, *2* – OSM-K, *3* – модельный спектр

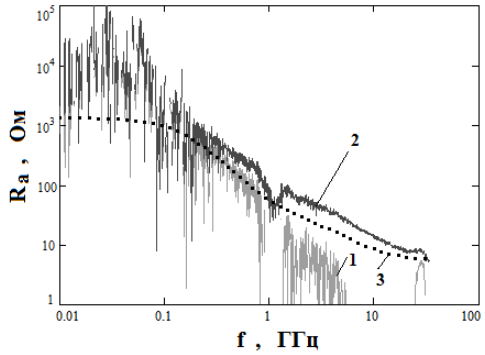


Рис. 2. Восстановленные спектры сопротивления по методу OSM-K для $\kappa_O = \kappa_M = 1$, $\kappa_S = 10$ (кривая *1*); $\kappa_O = \kappa_S = 1$, $\kappa_M =$ $= 10$ (кривая *2*). Кривая *3* – модельный спектр

Выводы

Продемонстрированы существенные ограничения применимости OSM-K для определения входного импеданса электронных устройств и характеристик материалов. A-K-метод свободен от указанных проблем.

Финансирование

Исследование проведено в рамках научной программы Национального центра физики и математики (проект «Ядерная и радиационная физика»).

Литература

1. А. Н. Резник, Н. В. Востоков, Н. К. Вдовичева, В. И. Шашкин // ЖТФ. 2020. Т. 90, № 11. С. 1944–1949.

2. А. Н. Резник, Н. В. Востоков // ЖТФ. 2022. Т. 92, № 3. С. 492–502.

3. А. Н. Резник, Н. В. Востоков // ФТП. 2023. Т. 57, № 3. С. 169–180.

Исследование высокотемпературной адсорбции индия на поверхность Bi_2Se_3(0001) методом *in situ* отражательной электронной микроскопии

Д. И. Рогило[1,*], С. А. Пономарев[1,2], Д. А. Насимов[1], К. А. Кох[3], Д. В. Щеглов[1], А. В. Латышев[1,2]

[1]Институт физики полупроводников им. А. В. Ржанова СО РАН, пр. Акад. Лаврентьева, 13, Новосибирск, 630090
[2]Новосибирский государственный университет, ул. Пирогова, 2, Новосибирск, 630090
[3]Институт геологии и минералогии им. В. С. Соболева СО РАН, пр. Акад. Коптюга, 3, Новосибирск, 630090
*rogilo@isp.nsc.ru

Методом *in situ* отражательной электронной микроскопии изучены трансформации поверхности Bi_2Se_3(0001) при осаждении субмонослойных покрытий In. Обнаружено образование примесно-индуцированной поверхностной фазы, которая предшествует зарождению и росту слоистого In_2Se_3 при температуре подложки около 400 °C. Поверхностная фаза зарождается на террасах Bi_2Se_3(0001) в виде островков с высоким содержанием In и высотой 0,4 нм. При непрерывном осаждении In площадь этих островков увеличивается и подавляет сублимацию Bi_2Se_3 на областях, покрытых индуцированной индием поверхностной фазой. Локально подавленная сублимация и связанное с сублимацией восходящее движение атомных ступеней Bi_2Se_3 приводят к формированию многослойных треугольных звездообразных островков.

Введение

После разработки экспериментальных подходов для получения графена и исследования его свойств изучение других двумерных материалов (в частности, халькогенидов металлов) сформировалось как самостоятельное направление в физике конденсированного состояния вещества [1–4]. Халькогениды металлов включают в себя вещества с полупроводниковыми, металлическими, диэлектрическими свойствами, а также топологические изоляторы, что позволяет рассматривать их как перспективные для применения в спинтронике [3], оптоэлектронике [2], фотовольтаике [3, 4] и в устройствах для накопления энергии [5]. В частности, на основе гетероструктур слоистых халькогенидов металлов созданы инфракрасные фотодетекторы с высокой эффективностью [3].

Для создания высококачественных ван-дер-ваальсовых гетероструктур и сверхрешеток на основе халькогенидов металлов используется метод молекулярно-лучевой эпитаксии (МЛЭ) [6]. Однако, как и другие методы эпитаксии, МЛЭ слоистых материалов не исключает образование точечных дефектов, двойниковых доменов, образования различных кристаллических фаз и полиморфных модификаций. Некоторые из этих дефектов возникают на границе раздела в процессе зарождения пленки. В связи с этим, исследование процессов на поверхности – адсорбции, диффузии, зарождения и роста 2D-островков – методами *in situ* и *ex situ* имеет решающее значение для развития ван-дер-ваальсовой эпитаксии и решения проблем, препятствующих изготовлению высококачественных гетероструктур в масштабе полупроводниковых пластин.

Результаты

После скалывания кристалла подложка Bi_2Se_3(0001) подвергалась отжигу в колонне *in situ* отражательного электронного микроскопа (ОЭМ) при температуре около 450 °C. Под воздействием молекулярного пучка Se (~0,1 нм/с) происходило удаление верхнего слоя Bi_2Se_3 путем конгруэнтной сублимации для исключения возможных эффектов из-за повреждения поверхности, вызванного скалыванием кристалла и взаимодействием поверхности с атмосферой. Ранее было показано, что конгруэнтная сублимация поверхности Bi_2Se_3(0001) в этих условиях реализуется посредством восходящего движения ступеней и зарождения двумерных вакансионных островков глубиной 1 нм [7].

Для исследования процессов на поверхности, вызванных адсорбцией индия на поверхность Bi_2Se_3(0001), In осаждался со скоростью около 1 нм/ч при температуре подложки около 400 °C [8]. Согласно картинам дифракции быстрых электронов на отражение, полученным в ходе эксперимента, дальнейшее осаждение In вызывает зарождение двумерных островков слоистого In_2Se_3, а последующий рост происходит посредством ван-дер-ваальсовой эпитаксии [9].

На рис. 1 представлено АСМ-изображение поверхности Bi_2Se_3(0001) сразу после окончания эксперимента на начальной стадии осаждения In. Можно видеть, что на террасах сформировались небольшие хаотично расположенные островки, имеющие неправильную форму, высоту около 0,4 нм и занимающие около 4% площади поверхности. Известно, что атомные ступени на атомно-чистой поверхности Bi_2Se_3(0001) при конгруэнтной сублимации приобретают треугольную огранку [9]. Однако ступени на поверхности Bi_2Se_3, подвергнутой воздействию индия, имеют более слабую огранку и гораздо более шероховатые края. Также показано, что, несмотря на низкое покрытие In, на поверхности образуются отдельные многослойные островки треугольной звездообразной формы (см. рис. 1). Все эти островки состоят из террас, имеющих высоту $(0{,}4 + N)$ нм, относительно смежных террас (N – целое положительное число, равное количеству нижележащих молекулярных слоев Bi_2Se_3). С учетом, что при конгруэнтной сублимации все ступени Bi_2Se_3 движутся в восходящем направлении, поверхностная фаза, индуцированная индием, замедляет движение ступеней и подавляет сублимацию Bi_2Se_3, вследствие чего ступени высотой 1 нм огибают эту область и, послойно сублимируя, создают многослойный островок (схема на рис. 1).

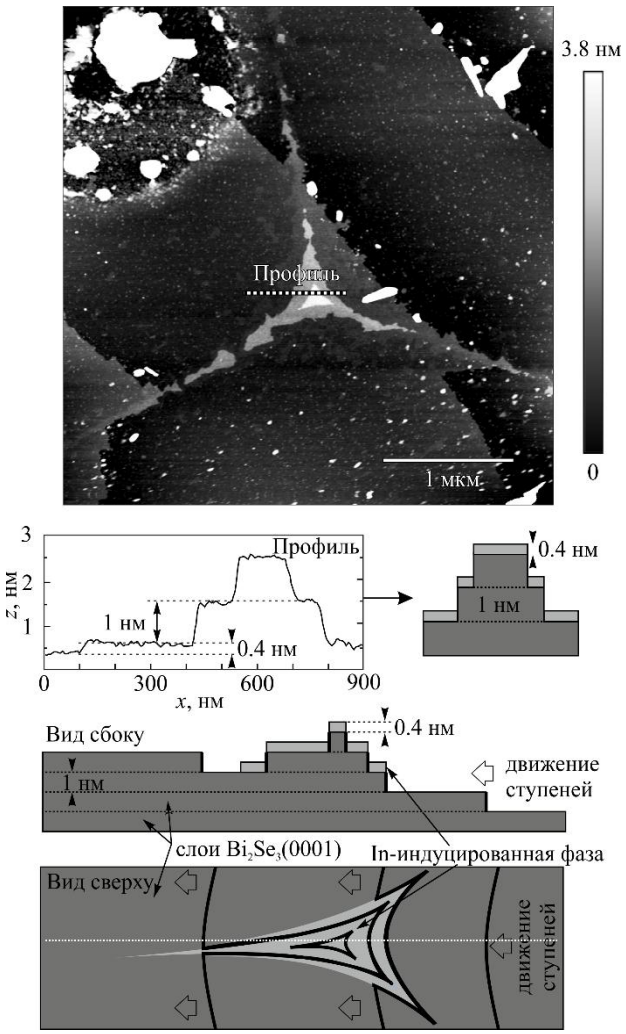


Рис. 1. АСМ-изображение поверхности, профиль и схема двухслойного островка, образовавшегося в результате локального подавления сублимации примесно-индуцированной поверхностной фазой и восходящего движения ступеней на остальной поверхности. Профиль получен вдоль пунктирных линий на изображении

Область, занятая поверхностной индий-содержащей фазой высотой 0,4 нм, увеличивается в размерах при непрерывном осаждении индия, из-за чего каждый нижележащий слой островка занимает большую площадь, по сравнению с вышележащими. Аналогичный механизм образования многослойных островков описан для подложек GaAs, отожженных в близких к равновесным условиях [10].

Выводы

Методами *in situ* ОЭМ и *ex situ* АСМ обнаружено, что адсорбция индия на поверхность Bi_2Se_3(0001) в условиях пересыщения по селену приводит к зарождению и росту примесно-индуцированной поверхностной фазы до начала ван-дер-ваальсовой эпитаксии селенида индия. Островки поверхностной фазы, индуцированной осаждением индия, имеют высоту 0,4 нм. Присутствие такого островка на поверхности локально подавляет сублимацию нижележащих слоев Bi_2Se_3, что замедляет движение атомных ступеней на его границе и приводит к образованию многослойных треугольных звездообразных островков даже при субмонослойных покрытиях In.

Финансирование

Работа выполнена при финансовой поддержке РНФ (грант № 22-72-10124) с использованием оборудования ЦКП «Наноструктуры».

Литература

1. S. Vishwanath, X. Liu, S. Rouvimov, et al. // J. Mater. Res. 2016. V. 31, no. 7. P. 900–910.

2. K. Novoselov, D. Jiang, F. Schedin, T. Booth, V. Khotkevich, S. Morozov, A. Geim // Proc. Natl. Acad. Sci. 2005. V. 102, no. 30. P. 10451–10453.

3. S. Vishwanath, X. Liu, S. Rouvimov, et al. // J. Mater. Res. 2016. V. 31, no. 7. P. 900–910.

4. F. Wang, Y. Zhang, Y. Gao, P. Luo, J. Su, W. Han, K. Liu, H. Li, T. Zhai // Small. 2019. V. 15, no. 30. P. 1901347.

5. X. Li, L. Tao, Z. Chen, H. Fang, X. Li, X. Wang, J. Xu, H. Zhu // Appl. Phys. Rev. 2017. V. 4, no. 2. P. 021306.

6. Y. Zhang, Q. Zhou, J. Zhu, Q.Yan, S. Dou, W. Sun // Adv. Funct. Mater. 2017. V. 27. P. 1702317.

7. K. Lasek, P. Coelho, K. Zberecki, Y. Xin, S. Kolekar, J. Li, M. Batzill // ACS Nano. 2020. V. 14, no. 7. P. 8473–8484.

8. S. Ponomarev, D. Rogilo, D. Nasimov, K. Kokh, D. Sheglov, A. Latyshev // J. Cryst. Growth. 2024. V. 628. P. 127545.

9. S. Ponomarev, D. Rogilo, N. Kurus, L. Basalaeva, K. Kokh, A. Milekhin, D. Sheglov, A. Latyshev // J. Phys. Conf. Ser. 2021. V. 1984. P. 012016.

10. D. Kazantsev, I. Akhundov, A. Kozhuhov, V. Khoroshilov, N. Shwartz, V. Alperovich, A. Latyshev // Phys. Scr. 2023. V. 98, no. 3. P. 035702.

Транспортные и магнетотранспортные свойства соединений свинца и редкоземельных атомов на поверхности Si(111)

А. А. Саранин[1,*], Л. В. Бондаренко[1], А. Ю. Тупчая[1], Ю. Е. Вековшинин[1], Н. В. Денисов[1], А. Н. Михалюк[1,2], Д. В. Грузнев[1], А. В. Зотов[1]

[1]Институт автоматики и процессов управления ДВО РАН, Владивосток
[2]Дальневосточный федеральный университет, Владивосток
*saranin@iacp.dvo.ru

С помощью сканирующей туннельной микроскопии и спектроскопии, фотоэлектронной спектроскопии с угловым разрешением, *in situ* транспортных измерений и неэмпирических расчетов исследованы атомная и электронная структура слоев двумерных сплавов атомной толщины $REPb_3$ (RE = Eu, Yb, Gd, Lu) на поверхности Si(111) и их транспортные и магнетотранспортные свойства. Полученные результаты свидетельствуют в пользу того, что сплавы свинца с атомами Eu и Gd моноатомной толщины имеют магнитный порядок при температурах ниже ~ 6 K.

Исследование низкоразмерных систем представляется принципиально важным с фундаментальной точки зрения, так как многие процессы, явления и закономерности в них протекают совершенно иначе, чем в объеме, а существуют и такие, которые вообще не имеют трехмерных аналогов. В настоящей работе исследованы сходства и различия структурных, транспортных и магнетотранспортных свойств двумерных соединений атомов редкоземельных элементов со свинцом $REPb_3$/Si(111) (RE = Rare Earth).

Особенностью этих двумерных соединений является то, что они имеют практически идентичную атомную структуру, независимо от того, какие редкоземельные металлы входят в их состав. При этом сами металлы различаются как по химическим свойствам, например, могут иметь валентность 2 (Eu, Yb) или 3 (все остальные RE), так и по магнитным свойствам (могут обладать магнитным моментом (Eu, Gd, Tb, Dy), а могут и не обладать (Sc, Y, La, Yb, Lu). Таким образом, варьируя RE элементы с разными химическими свойствами в сплаве $REPb_3$/Si(111), можно менять положение уровня Ферми в системе, а используя элементы с различным магнитным моментом, менять их магнитные свойства. Это создает уникальные возможности для исследования того, как каждый из параметров по отдельности и в их совокупности влияет на свойства двумерных сплавов, например, на их электронную зонную структуру, характер электронного транспорта и магнетотранспорта в них.

Исследовали две пары редкоземельных Eu, Yb и Gd, Lu. Первая пара имеет валентность 2, а вторая 3. При этом Eu и Gd обладают магнитным моментом, а Yb и Lu, нет. Двумерные слои $REPb_3$/Si(111) получали напылением 0,33 монослоя (МС) RE на предварительно подготовленную поверхность Pb/Si(111). Полученные слои имеют периодичность $\sqrt{3}\times\sqrt{3}$ и суммарное покрытие 1,33 МС. Все они имеют идентичную атомную структуру, как показали данные, полученные с помощью СТМ, ФЭСУР и неэмпирических расчетов, как и слой $CePb_3$/Si(111) [1].

Транспортные и магнетотранспортные свойства $REPb_3$/Si(111) исследовали *in situ* в диапазоне температур от 2 до 30 K в магнитных полях величиной до 8 Тл, приложенных перпендикулярно поверхности. Слоевое сопротивление двумерных сплавов составляло ~600 Ом/кв. для Eu, Yb, и ~6 КОм/кв. для Gd, Lu при ~ 10 K. Такое различие сопротивления обусловлено существенным сдвигом уровня Ферми при изменении валентности от 2 к 3. Кривые зависимости сопротивления от температуры для соединений с магнитными Eu и Gd имеют характерные особенности, указывающие на наличие магнитного вклада в их сопротивление. Данные магнетосопротивления для них существенно отличаются от таковых для немагнитных Yb и Lu и однозначно указывают на наличие магнитного порядка при температурах ниже 6 K.

1. A. N. Mihalyuk, et al. // Nanoscale, 111, 14732–40 (2022).

Методика получения СТМ-изображений от слабо проводящих единичных нанообъектов в сверхвысоком вакууме

Н. А. Соломонов[1,4,*], Д. В. Лебедев[1,2,3], К. Н. Новикова[1,4], С. В. Федина[1, 4], Л. Н. Дворецкая[1], А. В. Архипов[4], А. О. Голубок[2], И. С. Мухин[1,4]

[1]СПбАУ РАН им. Ж. И. Алферова, ул. Хлопина, 8, к. 3, литер А, Санкт-Петербург, 194021
[2]ИАП РАН, Рижский пр., 26, Санкт-Петербург, 190103
[3]СПбГУ, Университетская набережная, 7/9, Санкт-Петербург, 199034
[4]СПбПУ, ул. Политехническая, 29, Санкт-Петербург, 195251
*solomonov.nik@gmail.com

В ходе проведения работы был определен диапазон оптимальных режимов для получения стабильных СТМ-изображений с высоким разрешением в сверхвысоком вакууме при комнатной температуре от слаболегированных нитевидных нанокристаллов GaP: Si (*d* = 80 нм) и GaP: Si (*d* = 200 нм). Продемонстрировано, что при работе в режимах повышенных напряжений смещений туннельного зазора (выше 7 В) и низких туннельных токах (менее 400пА) можно воспроизводимо получать качественные СТМ-топографии слабопроводящих наноструктур при более чем 15-ти последовательных записях без разрушения наноструктур, потери контакта и порчи СТМ-зондов.

Введение

Полупроводниковые III-V нитевидные наноструктуры (ННК) - перспективная платформа для электронных и фотонных компонентов интегральных схем будущего за счет высокого структурного совершенства и возможности создания в процессе самокаталитического роста сложных аксиальных и радиальных гетероструктур. Более того, такие ННК, особенно в случае нитридных, фосфидных и соединений с мышьяком, являются прямозонными и обладают высокой оптической плотностью и механической гибкостью. Помимо выраженных волноводных свойств и возможности объединения в одном устройстве источника, детектора, диода и транзистора нитевидные нанокристаллы имеют еще одно уникальное свойство – возможность переноса и согласования с другими полупроводниковыми платформами, например с кремниевыми фотонными схемами, отличающимися высокой степенью упаковки [1].

При разработке подобных устройств на ННК особенно важно охарактеризовать структурные, электронные и оптические свойства с нанометровым разрешением. Подобную точность может предоставить сканирующая туннельная микроскопия (СТМ) и спектроскопия. Методы позволяют исследовать свойства наноструктур вплоть до атомарного разрешения, однако такие измерения стабильно можно провести только для наноструктур с высокой электропроводностью в контакте с проводящим слоем. Кроме таких ННК-основ для электронных компонентов, важной задачей является исследование низколегированных кристаллов – основ для волноводов и волноводных сборок с источником.

Поверхностные оксиды, слой воды и низкая электропроводность волноводных ННК (например, GaP) приводят к чрезвычайно нестабильным СТМ-измерениям даже после высокотемпературного отжига в условиях сверхвысокого вакуума, что приводит к заметным артефактам на изображении и делает невозможным проведение качественных оптических и электронных измерений с сопоставлением результатов с СТМ-топографией. На рис. 1 представлен типичный результат при записи СТМ-топографии в сверхвысоком вакууме слаболегированных ННК GaP: Si (N_{Si} = 5·18 см$^{-3}$, n = 10^{17} см$^{-3}$), перенесенных на золотую проводящую поверхность методом скрэтчинга. Для удаления водяной пленки перед записью топографии был проведен отжиг образца при 120 ^{o}C в течение 20 минут. Измерения проводились на сверхвысоковакуумном СТМ Omicron UHV VT AFM/STM при вакууме не хуже 10^{-10} мбар с использованием заводских Pt/Ir зондов (DPT10, Bruker).

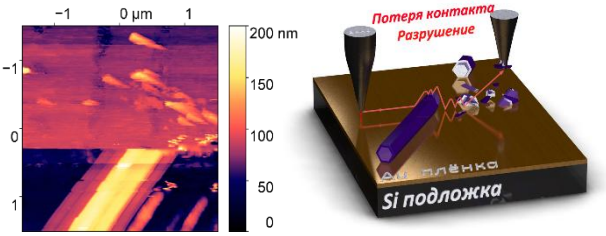


Рис. 1. СТМ-топография слабопроводящих GaP:Si ННК

При проведении СТМ-измерений при стандартных параметрах сканирования (напряжение смещения туннельного зазора не превышает 2В, ток не более 200 пА) возникает множество паразитных эффектов, от залипания ННК с последующим пространственным перемещением вместе с зондом вплоть до полного разрушения наноструктуры, залипания плохо проводящих осколков с полной потерей контакта с образцом и порчей зонда. Проявление подобных эффектов исключает проведение длительных измерений (СТМ-спектроскопия), использования двухпроходных методик или проведение экспериментов, предполагающих синхронную запись и сопоставление результатов с нескольких информационных каналов, например запись пространственного распределения оптического сигнала при люминесценции из туннельного контакта (СТМ-Л-эксперимент) [2].

От указанных паразитных эффектов можно избавиться, уменьшив толщину естественных оксидов на поверхности ННК с помощью ионно-плазменного или жидкостного травления вместе с длительным отжигом при более высоких температурах в вакууме [3]. Однако применение жестких травителей к поверхности ННК может радикально изменить оптические параметры волновода и рабочие характеристики устройства, особенно в случае ННК с аксиальными

гетероструктурами. Поэтому при подготовке к СТМ-исследованиям важно избегать процессов, сильно модифицирующих поверхность нитевидных нанокристаллов.

Результаты

В рамках данной работы при подборе рабочих СТМ-режимов в качестве экспериментальных образцов выступили два типа слаболегированных ННК: GaP:Si (N_{Si} = 5·18 см$^{-3}$, n = 10^{17} см$^{-3}$) диаметром 200 нм и GaP: Be (N_{Be} = 1·18 см$^{-3}$) с диаметром 80 нм, обладающих выраженными волноводными свойствами. ННК были перенесены на подложку с проводящими поверхностями (тонкие пленки из золота и никеля) с помощью различных методик: скрэтчинг и перенос ННК из жидкостей (изопропиловый спирт (IPA), деионизованная вода). Метод скрэтчинга представляет собой прямое механическое соскабливание слоя ННК с ростовой подложки на подложку с проводящим слоем. Метод переноса ННК из жидкости состоит из следующих этапов: перенос ННК с ростовой подложки в жидкость в ультразвуковой ванне, помещение капли со взвешенными ННК на поверхность образца, отжиг образца при температуре 70 °C до полного высыхания капли.

Перед проведением измерений и подборами режимов сканирования все образцы прошли через дополнительный отжиг при 120 °C в течение 20 минут в сверхвысоковакуумной камере СТМ-микроскопа Omicron UHV VT AFM/STM для удаления поверхностного слоя воды. Сканирование образцов проводилось заводским Pt/Ir-зондом (DPT10, Bruker). Поиск оптимального режима сканирования проводился в диапазоне напряжений 0,5–10 В и туннельных токов 50–2000 пА.

Для образцов с ННК, перенесенными из IPA на проводящие подложки, не удалось найти стабильного режима сканирования во всем исследуемом диапазоне. Из-за плохой адгезии ННК с проводящими слоями на всех сканах наблюдались артефакты, связанные с пространственным перемещением и разворотом ННК в процессе записи СТМ-топографии (рис. 2).

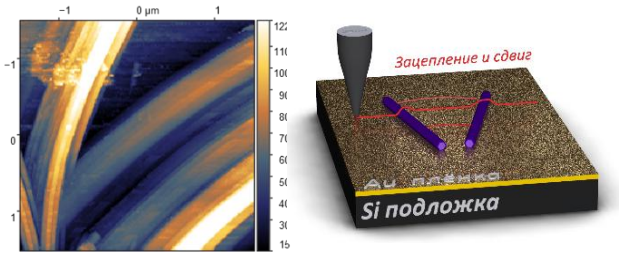


Рис. 2. СТМ-топография слабо проводящих ННК после подбора режима: GaP:Be на Au, перенос из IPA

Для образцов с ННК, перенесенными из деонизованной воды и методом скрэтчинга, удалось найти диапазон параметров, обеспечивающих оптимальный режим для проведения стабильной записи СТМ-топографии без артефактов и разрушающего воздействие зонда на ННК. Оптимальные параметры туннельного контакта для стабильного получения качественных СТМ-изображений с высоким разрешением для всех образцов с ННК на никелевых и золотых пленках лежат в пределах 7–10 В по напряжению, при этом туннельные токи не должны превышать значений в 400 пА. При параметрах в рамках данных пределов стабильные измерения без пространственного перемещения ННК наблюдались на более чем в 15 последовательных сканах. СТМ-изображения для двух образцов с низколегированными ННК (GaP:Si на Ni, GaP:Be на Au) представлены на рис. 3.

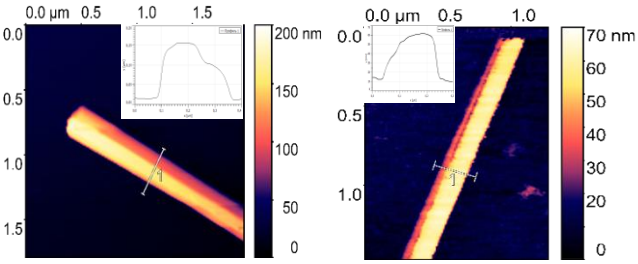


Рис. 3. СТМ-топография слабо проводящих ННК после подбора режима: *а* – GaP:Si на Ni; *б* – GaP:Be на Au. На вставках изображен профиль вдоль выделенной линии

Выводы

Для получения стабильных и качественных СТМ-изображений с высоким разрешением от слабо проводящих ННК необходимо работать в режиме повышенных напряжений смещения туннельного контакта при низких туннельных токах. Оптимальное качество СТМ-изображений для ННК GaP:Si (d = 200 нм) и GaP:Be (80 нм), перенесенных из деионизованной воды и методом скрэтчинга на проводящие подложки из никеля и золота, достигнуто при режимах с напряжениями в диапазоне 7–10 В и туннельных токах, не превышающих 400 пА. Информация о режимах СТМ исследования слабо проводящих наноструктур (GaP ННК), подобранных в рамках данной работы, может быть полезна при разработке и исследовании полупроводниковых устройств на ННК и разработке интегральных фотонных чипов на их основе.

Финансирование

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского научного фонда, проект № 21-79-10346.

Литература

1. D. V. Lebedev, et al. // Rapid Research Letters. 2020. V. 14, no. 3. P. 1900607.

2. O. Persson, et al. // Nano letters. 2015. V. 15, no. 6. P. 3684–3691.

3. J. Chang, et al. // Nanophotonics. 2023. V. 12, no. 3. P. 339.

Киральные состояния в пленках [Co/Pt]×N/Co

Д. А. Татарский[1,2], Н. С. Гусев[1], О. Л. Ермолаева[1], Е. В. Скороходов[1], В. Л. Миронов[1]

[1]Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, 7, д. Афонино, Кстовский р-н, Нижегородская обл., 603087
[2]Нижегородский государственный университет им. Н. И. Лобачевского, пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603022
*tatarsky@ipmras.ru

Приводятся результаты экспериментальных исследований магнитного состояния многослойных пленок на основе пары ферромагнетик / тяжелый металл (Co/Pt) с перпендикулярной магнитной анизотропией методами оптической магнитометрии, магнитно-силовой микроскопии и магнитно-резонансной силовой микроскопии. Основное внимание уделено влиянию дополнительных слоев Co (различной толщины) с анизотропией типа «легкая плоскость» на ферромагнитный резонанс таких систем.

Многослойные структуры на основе ферромагнитных слоев с прослойками тяжелого металла, обладающие перпендикулярной магнитной анизотропией, активно исследуются в связи с перспективами их применения в системах хранения и обработки данных. В частности, в последнее время большое внимание уделяется тонкопленочным структурам [Co/Pt]×N с перпендикулярной анизотропией, покрытых слоем Co с анизотропией типа «легкая плоскость» [1, 2]. В таких системах удается эффективно управлять киральными состояниями намагниченности и реализовывать разнообразные магнитные текстуры. В настоящей работе приведены результаты исследований неколлинеарных состояний в системе [Co/Pt]×N/Co в зависимости от тощины покрывающего слоя Co.

Тонкопленочные структуры изготавливались методом магнетронного напыления в атмосфере аргона. В качестве подложек использовались стеклянные пластины толщиной 180 мкм с буферными слоями Ta(2)Pt(4). В скобках указаны толщины слоев в нанометрах. На подожки осаждались многослойные структуры [Co(0.5)/Pt(1)]×5/Co(t)/Pt(2), где толщина верхнего слоя кобальта *t* варьировалась в пределах 0–2 нм с шагом 0,5 нм.

Контроль магнитных свойств пленок осуществлялся методами оптической магнитометрии при помощи измерения магнитооптического эффекта Керра (MOKE). Доменная структура намагниченности исследовалась с помощью магнитно-силового микроскопа (МСМ) «SolverPro» (NT-MDT Spectrum Instruments, Зеленоград). Ферромагнитный резонанс (ФМР) образцов исследовался с помощью магнитно-резонансного силового микроскопа (МРСМ), созданного в ИФМ РАН на базе сканирующего зондового микроскопа «Solver HV» [3].

Основное внимание было сосредоточено на сравнительных исследованиях петель гистерезиса, доменной структуры и ферромагнитного резонанса таких систем. В качестве примера на рис. 1 приведены МРСМ спектры ФМР структуры [Co(0.5)/Pt(1)]×5/Co(0.5)/Pt(2) во внешнем магнитном поле, параллельном плоскости образца.

На спектрах наблюдается ряд резонансных пиков, положение которых существенно зависит от величины внешнего поля. Обсуждается корреляция сдвига линий ФМР с изменениями петель намагничивания образцов и перестройкой доменной структуры.

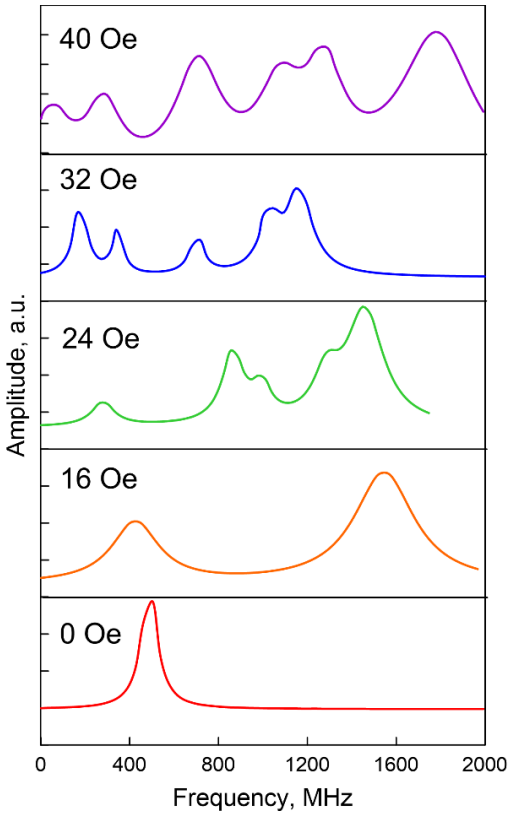


Рис. 1. МРСМ-спектры ферромагнитного резонанса образца [Co(0.5)/Pt(1)]×5/Co(0.5)/Pt(2) в продольных полях

Финансирование

Работа поддержана грантом РНФ № 21-72-10176. В работе использовано оборудование ЦКП «Физика и технология микро- и наноструктур» (ИФМ РАН).

Литература

1. E. S. Demidov, N. S. Gusev, L. I. Budarin, et al. // Journal of Applied Physics, **120**, 173901 (2016).
2. O. L. Ermolaeva, N. S. Gusev, E. V. Skorohodov, et al. // Materials, **10**, 1034, 1–7 (2017).
3. E. V. Skorokhodov, M. V. Sapozhnikov, O. L. Ermolaeva, et al. // J. Magn. Magn. Materials, **518**, 167396 (2021).

Использование обратно рассеянных электронов для исследования наноразмерных плавниковых структур

Е. Д. Тихонова

Научно-исследовательский институт молекулярной электроники, ул. Акад. Валиева, 6/1, Зеленоград, Москва, 124460
Московский физико-технический институт, Институтский пер., 9, Долгопрудный, Московская обл., 141701
etikhonova@niime.ru

В работе рассмотрен потенциал использования обратно рассеянных электронов (ОРЭ) для обнаружения дефектов на этапе травления SOC в плавниковых структурах. Показано, что при использовании ОРЭ имеется возможность вычислить и минимизировать вклад величин, влияющих на общую ошибку положения края. Также для улучшения разрешения был представлен новый тип внутрилинзового детектора с высокочастотной энергетической фильтрацией, который позволяет обнаруживать ОРЭ с малыми потерями.

Введение

По мере развития технологий и масштабирования для удовлетворения потребностей рынка полупроводниковой промышленности растет число устройств, обладающих более высокоскоростными характеристиками, мощной памятью и производительностью. Такая тенденция развития и движения вперед в области микроэлектроники достигается благодаря уменьшению критических размеров транзисторов и улучшению разрешения литографического процесса [1].

При производстве Fin-FET-транзисторов часто применяют метод самосовмещенного двойного паттернирования совместно с процессом подрезания в Fin-слое для получения желаемых структур [2]. В логических областях микросхемы на данный процесс накладываются достаточно жесткие ограничения в соответствии с требованиями конструкции устройства, в связи с чем вышеупомянутый процесс усложняется и увеличивается количество ошибок. Точное определение характеристик плотных элементов структур становится важной задачей для производителей, а точность измерений оказывается серьезным показателем для проверки дефектности устройств.

Повреждения плавников оказывают негативное воздействие на производительность устройств, поскольку плавник выступает в качестве канала, по которому происходит движение носителей тока [3]. По этой причине становится актуально исследование новых методов контроля качества фотолитографического процесса.

В настоящей работе для проверки качества применяется специально разработанный технологический процесс, упоминаемый в работе [4], в котором в качестве ключевого метода выступает самосовмещенное двойное паттернирование с процессом подрезания.

Формирование рисунка в основном можно охарактеризовать с помощью измерения таких параметров как: точность наложения слоев (Overlay, OVL) и однородность критических размеров (Critical Dimension Uniformity, CDU). Именно данные параметры сильнее всего влияют на общую ошибку фотолитографического процесса или, иначе, ошибку положения края (Edge Placement Error, EPE).

Традиционно на этапе травления материала SOC (Spin on Carbon) проверка дефектов осуществляется с помощью использования вторичных электронов (ВЭ). Однако, с применением данного метода контроля впоследствии обнаруживаются дефекты, которые могут существенно повлиять на работоспособность устройства, как проиллюстрировано на рис. 1.

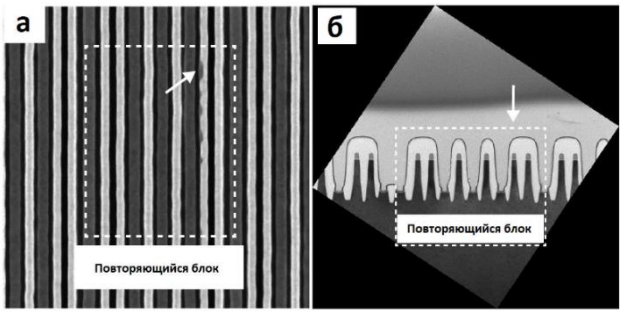


Рис. 1. Характеристика повреждения плавника: просмотренное СЭМ-изображение (*а*) и ПЭМ-изображение повторяющегося блока (*б*)

Чтобы лучше исследовать данные явления, процесс травления был приостановлен на этапе травления SOC и взято соответствующее изображение со сканирующего электронного микроскопа (СЭМ) (рис. 2, *а*). Чтобы иметь возможность увидеть все плавники, определить OVL и CDU, нами было принято решение использовать обратно рассеянные электроны (рис. 2, *б–е*).

При участии обратно рассеянных электронов изображение образца зависит от атомного номера. Поскольку доминирующим элементом плавника является

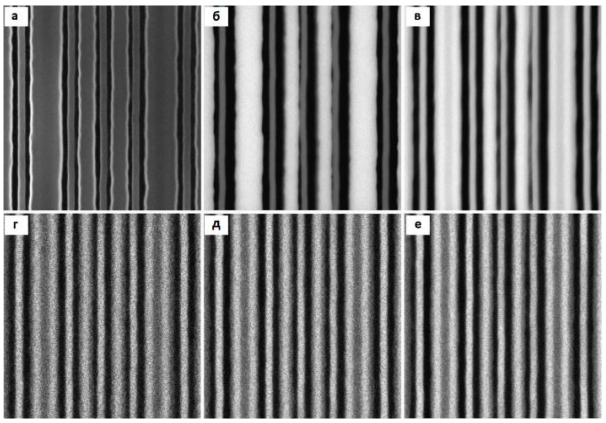


Рис. 2. Изображения линий: при использовании вторичных электронов (*а*), при использовании обратно рассеянных электронов на 64 кадрах при 5 кВ (*б*), 12 кВ (*в*) и 25 кВ (*е*), на 16 кадрах (*г*), на 32 кадрах (*д*) и на 64 кадрах (*е*) при 25 кВ

кремний, а SOC – это углерод, то разница в атомных номерах дает возможность различать их. Скорость измерений является главным недостатком использования обратно рассеянных электронов по сравнению со вторичными электронами, однако без использования данного метода не удастся произвести точные расчеты нужных нам характеристик.

Результаты

Принцип работы обратно рассеянных электронов детально показан на рис. 3. Как можно заметить из рис. 3, *а*, вторичные электроны и обратно рассеянные электроны (ОРЭ) одновременно испускаются из образца, однако их энергия различна. ВЭ вылетают из внешней оболочки атома с низкой энергией, в то время как энергия выброшенных за счет упругого рассеяния ОРЭ практически равна энергии первичных электронов (ПЭ). Однако энергетическое распределение ОРЭ, выброшенных в результате неупругого рассеяния, больше, чем у ПЭ. Это обусловлено различием в пройденных путях в объеме взаимодействия ПЭ и образца, ведь каждое взаимодействие приводит к потере энергии ПЭ.

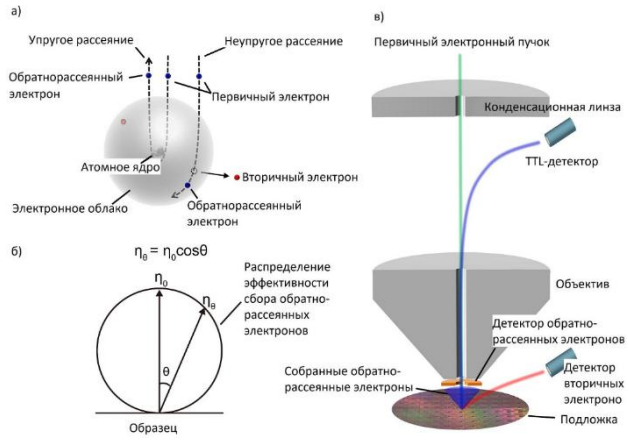


Рис. 3. Схематическая иллюстрация принципов работы вторичных электронов: взаимодействие первичных электронов с образцом (*а*), распределение эффективности сбора обратно рассеянных электронов (*б*) и пути первичных, вторичных и обратно рассеянных электронов (*в*)

Из-за разницы в энергиях между ВЭ и ОРЭ первые обычно притягиваются детектором с положительным напряжением смещения, поскольку направление движения легко изменить силой притяжения, а вторые могут быть пойманы только детектором, помещенным на пути их следования. Кроме того, из-за сложных путей ОРЭ в образце распределение эффективности сбора данных относительно места размещения детектора соответствует закону косинуса Ламберта, как показано на рис. 3, *б*. На рис. 3, *в* изображены пути выхода ВЭ и ОРЭ из образца в различные детекторы.

Как можно заметить, ОРЭ могут быть собраны различными способами, в том числе с использованием того же детектора, что и у ВЭ, но с отрицательным напряжением смещения для захвата только ОРЭ. Из-за того, что объем взаимодействия ОРЭ с образцом крайне высок, разрешение изображений ОРЭ относительно низкое, в отличие от изображений ВЭ.

Как можно наблюдать на рис. 2, при увеличении рабочего напряжения появление плавника становится более заметным. Это происходит из-за того, что увеличивается количество первичных электронов в образце. Для улучшения разрешения нами было решено использовать новый тип детектора с высокочастотной энергетической фильтрацией, который позволяет обнаруживать ОРЭ с малыми потерями, благодаря чему удается повысить разрешение изображений.

Для обнаружения первопричины дефектов были исследованы: расстояние от края SOC до плавника, промежуток между соседними плавниками и критическим размером SOC, точность позиционирования диаграммы направленности между данным и текущим слоями и погрешность измерения шага плавников.

Анализ данных показал, что повреждение плавника, вызванное недостаточным покрытием SOC, всесторонне зависит от меньшего расстояния от края SOC до плавника, совмещения слоев и изменения шага плавников. Для поправок применяются модели линейной аппроксимации и аппроксимации третьего порядка. Это обеспечивает устранение повреждения плавника даже при минимальном критическом размере.

Выводы

Таким образом, данная работа демонстрирует возможность использования обратно рассеянных электронов для обнаружения дефектов в плавниковых структурах. При внедрении такой методики в технологический процесс возможно добиться более аккуратного управления и более точного контроля за техпроцессом.

Литература

1. Красников Г. Я. Возможности микроэлектронных технологий с топологическими размерами менее 5 нм // Наноиндустрия. 2020. Т. 13, № S5-1(102). С. 13–19.

2. Тихонова Е. Д. Исследование процессного окна Fin-слоя в процессе самосовмещенного двойного паттернирования / Е. Д. Тихонова, Е. С. Горнев // Российский форум «Микроэлектроника–2023»: сборник тезисов 9-й научной конференции. Москва: Рекламно-издательский центр «Техносфера», 2023. С. 263–265.

3. Красников Г. Я., Горнев Е. С., Матюшкин И. В. Общая теория технологии и микроэлектроника : часть 3. Уровень технологической операции // Электронная техника. Серия 3. Микроэлектроника. 2018. № 3(171). С. 63–93.

4. Тихонова Е. Д. Моделирование профиля фоторезиста в процессе самосовмещенного двойного паттернирования с учетом коррекции проблемы горячих точек / Е. Д. Тихонова // Наноиндустрия. 2022. Т. 15, № S8-2(113). С. 602–604.

Исследование роста доменов в сильно неоднородном поле в кристаллах семейства триглицинсульфата

А. П. Турыгин[1,*], В. А. Шихова[1], М. С. Кособоков[1], А. Р. Ахматханов[1], О. М. Голицына[2], С. Н. Дрождин[2], О. Н. Сергеева[3], В. Я. Шур[1]

[1]Уральский федеральный университет, пр. Ленина, 51, Екатеринбург, 620000
[2]Воронежский государственный университет, Университетская пл., 1, Воронеж, 394000
[3]Тверской государственный университет, ул. Желябова, 33, Тверь, 170000
*anton.turygin@urfu.ru

Экспериментально было исследовано локальное переключение поляризации в монодоменных и полидоменных кристаллах семейства триглицинсульфата (ТГС). В результате локального переключения в монодоменных кристаллах было обнаружено формирование линзовидных доменов со значительной анизотропией скорости роста вдоль осей *a* и *c*, обусловленной различными механизмами зародышеобразования. Обнаружено формирование цепей изолированных доменов при сканировании зондом СЗМ с постоянным напряжением. Показано, что при локальном переключении в полидоменных кристаллах форма частично переключенной области зависит от доминирующего механизма экранирования.

Введение

Триглицинсульфат ($[NH_2CH_2COOH]_3 \cdot H_2SO_4$) – один из наиболее интенсивно исследованных сегнетоэлектриков, который используется для созда-ния высокочувствительных инфракрасных приемников и детекторов из-за высоких диэлектрических и пироэлектрических свойств [1]. ТГС имеет низкую температуру Кюри: $T_C \approx 49$ °C. Дейтерирование ТГС приводит к повышению температуры Кюри и улучшению пироэлектрических свойств [2].

Однако, кинетика доменной структуры в кристаллах ТГС в сильно неоднородном поле, создаваемом с помощью проводящего зонда сканирующего зондового микроскопа (СЗМ) до сих пор не была детально исследована.

В работе исследовались кристаллы полярного среза чистого и дейтерированного ТГС. Образцы дейтерированного триглицинсульфата (ДТГС) имели температуру сегнетоэлектрического фазового перехода 59 °C. Степень дейтерирования составляла около 80%. Поверхность исследуемых образцов подготавливалась раскалыванием кристаллов по плоскости спайности (010), перпендикулярной полярной оси *b*. Толщина исследуемых образцов составляла около 1,5 мм. Также в работе исследовались образцы неполярного *a* среза ДТГС. Исследуемые образцы *a* среза были вырезаны из исходного кристалла и тщательно отполированы.

Локальное переключение поляризации и визуализация доменной структуры производились с помощью силовой микроскопии пьезоэлектрического отклика (СМПО) при помощи СЗМ Asylum MFP-3D (Asylum Research, США) и NTEGRA Aura (НТ-МДТ, Spectrum Instruments, Россия). Для экспериментов использовались зондовые датчики NSC18 с титано-платиновым проводящим покрытием (MikroMash, Эстония) с радиусом закругления зонда R_{tip} = 35 нм, резонансной частотой f = 70 кГц и жесткостью k = = 3,5 Н/м.

Визуализация доменной структуры производилась с амплитудой модулирующего напряжения 3 В и частотой 20 кГц вдали от контактного резонанса, а также в режиме DART (Dual AC resonance tracking) с амплитудой модулирующего напряжения 0,5 В. Переключение поляризации производилось прямоугольными импульсами амплитудой от 20 до 200 В и длительностью от 2 до 1000 с.

Во время переключения кантилевер был ориентирован параллельно оси *c* кристалла. Перед исследованием локального переключения образцы выдерживались при температуре 85 °C в течение одного часа. Переключение проводилось сразу после охлаждения образца при температурах от 30 до 59 °C в атмосфере азота при контролируемой относительной влажности в диапазоне от 0 до 60%.

Результаты

Исходная доменная структура, возникшая в результате отжига и охлаждения до 30 °C, состояла из полосовых доменов шириной около 2 мкм (рис. 1, *а*).

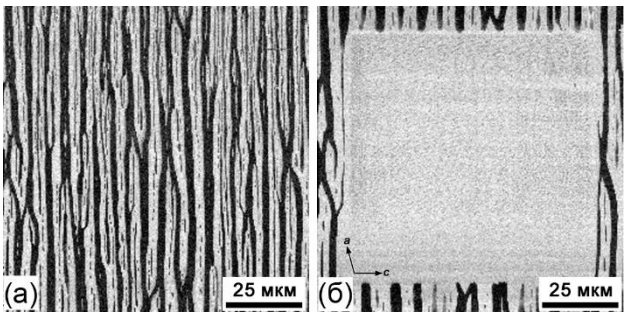


Рис. 1. СМПО-изображения: *а* – исходная доменная структура после термической деполяризации, *б* – монодоменная область, созданная сканированием с напряжением –100 В

Для исследования роста доменов при локальном переключении сканированием зондом СЗМ с постоянным напряжением создавалась монодоменная область (рис. 1, *б*). Приложение прямоугольных переключающих импульсов приводило к формированию линзовидных доменов. Размеры доменов линейно зависели от приложенного напряжения. Было показано, что при движении доменной стенки вдоль направления *c* реализуется стохастическое зародышеобразование, а при движении вдоль направления *a* – детерминированное зародышеобразование, для которых характерны активационная и линейная полевые зависимости скорости движения доменной стенки, соот-

ветственно [3]. Было исследовано изменение размеров и формы созданных доменов в процессе релаксации.

Была выявлена зависимость от напряжения формы доменов, создаваемых при сканировании зондом СЗМ с постоянным напряжением [4] (рис. 2). При напряжениях менее 100 В образовывались цепи изолированных доменов округлой формы. Средний период доменов в цепи линейно возрастал с напряжением. При напряжениях более 150 В образовывались полосовые домены. Полученные результаты отнесены за счет формирования гребневых доменов [5] в результате сканирования и их частичного обратного переключения, приводящего к образованию цепей изолированных доменов.

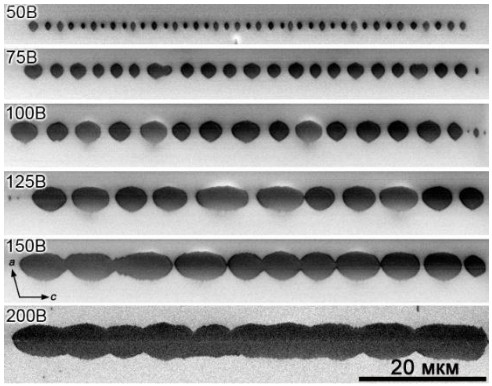


Рис. 2. СМПО-изображения цепей доменов, созданных при сканировании зондом СЗМ с постоянным напряжением вдоль оси *c*. *T* = 30 °C, скорость сканирования 1 мкм/с

Кроме того, был исследован режим движения доменных стенок, ограниченный током, обусловленный анизотропией объемного экранирования при локальном переключении поляризации на полярном [6] и неполярном срезе ДТГС с исходной полидоменной структурой. Приложение прямоугольных переключающих импульсов приводило к формированию доменов, вытянутых в кристаллографическом направлении *c*. Рост домена происходил путем бокового движения существующих доменных стенок и последующего разрыва полосовых доменов.

Был исследован режим движения стенок, ограниченный током, обусловленный анизотропией объемного экранирования при локальном переключении поляризации в кристаллах ДТГС. Показано, что этот режим реализуется при переключении в сухой атмосфере и приводит к образованию переключенной области, сильно вытянутой в кристаллографическом направлении *c*, что согласуется с более высокой объемной проводимостью вдоль этого направления [7]. Формирование круглой переключенной области при повышенной влажности отнесено за счет перехода доминирующего механизма экранирования от анизотропного объемного к изотропному внешнему с помощью тока через слой адсорбированной воды. Показано, что увеличение размеров частично переключенной области от длительности переключающего импульса подчиняется тем же выражениям движения доменной стенки с ограничением экранирующего тока, которые были получены ранее для роста доменов при локальном переключении электродом с высоким сопротивлением [8]. Расчет пространственного распределения приложенного внешнего поля показал, что смещение доменных стенок может наблюдаться на расстоянии до сотен микрон от точки приложения поля.

Кроме того, показано, что переключение при повышенных температурах вплоть до точки сегнетоэлектрического фазового перехода приводит к существенному увеличению размера переключенной области путем уменьшения спонтанной поляризации, и соответственно величины деполяризующего поля.

Выводы

Получены типичные для сегнетоэлектрических кристаллов зависимости размеров доменов от параметров импульсов переключения: линейная от амплитуды (напряжения) и логарифмическая от длительности. Формирование массивов изолированных доменов при сканировании рассмотрено с точки зрения образования в объеме кристалла гребнеобразного несквозного домена с заряженными доменными стенками. Наблюдающийся при локальном переключении в полидоменных кристаллах режим движения доменных стенок, ограниченный током экранирования, обусловлен анизотропными процессами объемного экранирования. Полученные результаты демонстрируют существенную роль процессов экранирования при создании периодических доменных структур и открывают путь к дальнейшему совершенствованию методов доменной инженерии с использованием сканирующей зондовой микроскопии.

Финансирование

Работа выполнена при поддержке РНФ (грант 21-72-10160) с использованием оборудования УЦКП «Современные нанотехнологии» УрФУ (рег. № 2968).

Литература

1. R. B. Lal, A. K. Batra // Ferroelectrics. 1993. V. 142. P. 51–82.

2. M. Banan, R. B. Lal, A. Batra // J. Mater. Sci. 1992. V. 27. P. 2291–2297.

3. A. P. Turygin, M. S. Kosobokov, O. M. Golitsyna, et al. // Appl. Phys. Lett. 2021. V. 119. P. 262902.

4. A. P. Turygin, V. A. Shikhova, M. S. Kosobokov, et al. // J. Adv. Diel. 2023. P. 2350030.

5. V. Ya. Shur, M. S. Kosobokov, A. V. Makaev, et al. // Acta Mater. 2021. V. 219. P. 117270.

6. A. P. Turygin, V. A. Shikhova, M. S. Kosobokov, et al. // ACS Appl. Electron. Mater. 2022. V. 4. P. 5215–5220.

7. W. Osak // Z. Naturforsch. A. 1997. V. 52. P. 621–628.

8. E. V. Shishkina, E. V. Pelegova, M. S. Kosobokov, et al. // ACS Appl. Electron. Mater. 2021. V. 3. P. 260–266.

Поиск краевых состояний в тонких пленках Bi_2Te_3

Н. И. Федотов[1,2,*], С. В. Зайцев-Зотов[1,2]

[1]Институт радиотехники и электроники им. В. А. Котельникова РАН, ул. Моховая, 11, корп. 7, Москва, 125009
[2]НИУ «Высшая школа экономики», факультет физики, ул. Мясницкая, 20, Москва, 101000
*nfedotov89@mail.ru

В работе представлены результаты сканирующей туннельной спектроскопии тонких пленок топологического изолятора Bi_2Te_3. Показано, что как на островках толщиной 1 QL, так и на островках толщиной 2 QL имеется схожее незначительное повышение дифференциальной туннельной проводимости вблизи края. Отнесение этого повышения к наличию топологических состояний затруднено из-за наличия потенциальных ям на краю, вызванных изгибом зон.

Введение

Двумерные топологические изоляторы [1] характеризуются наличием запрещенной зоны в энергетическом спектре (двумерного) объема, на фоне которой имеются геликальные краевые состояния, защищенные симметрией по отношению к обращению времени. В таких краевых состояниях спин жестко связан с квазиимпульсом и запрещено рассеяние назад в отсутствие магнитных примесей. Аналогично в трехмерных топологических изоляторах запрещенная зона объема полностью перекрывается спектром топологически защищенных поверхностных состояний. Однако в тонких пленках трехмерных топологических изоляторов состояния, локализованные вблизи противоположных поверхностей, перекрываются, что приводит к появлению энергетической щели. В свою очередь, такой двумерный изолятор тоже может оказаться или топологическим, или тривиальным.

Наиболее широко исследуются топологические изоляторы семейства $(Bi_xSb_{1-x})_2(Te_ySe_{1-y})_3$. Это слоистые материалы, состоящие из пятислойников (QL) Se(Te)-Bi-Se(Te)-Bi-Se(Te), связанных между собой ван-дер-ваальсовым взаимодействием. Хотя эти соединения были одними из первых открытых трехмерных топологических изоляторов, вопрос о топологической классификации тонких пленок этих материалов остается открытым. Вычисления на основе эффективного гамильтониана, а также ранние первопринципные расчеты предсказывают существование фазы двумерного топологического изолятора в целом ряде толщин пленок Bi_2Se_3 и Bi_2Te_3 [2], в то время как расчеты методом DFT-GW подтверждают ее появление лишь в пленке Bi_2Te_3 толщиной 2 QL, тогда как пленки 1–6 QL Bi_2Se_3 и 1–3 QL Sb_2Te_3 оказываются тривиальными [3, 4]. Наконец, в недавней экспериментальной работе [5], выполненной на пленках $(Bi_{0,16}Sb_{0,84})_2Te_3$ при помощи четырехзондового СТМ, видно увеличение туннельной проводимости, интерпретируемое как появление краевых состояний, однако баллистической проводимости вдоль края не обнаружено.

В настоящей работе представлены результаты сканирующей туннельной спектроскопии на островках Bi_2Te_3 толщиной 1 и 2 QL, полученных с помощью лазерного напыления [6]. Ожидалось, что на краях 2 QL островков должны наблюдаться топологически защищенные краевые состояния в отличие от 1 QL островков. В островках обеих толщин обнаружено схожее незначительное повышение дифференциальной туннельной проводимости вблизи края.

Методы

Туннельно-микроскопические исследования проводились в сверхвысоковакуумном низкотемпературном сканирующем туннельном микроскопе Omicron LT STM при температуре 78 K при базовом вакууме $3\cdot10^{-11}$ Торр. Методика приготовления островков Bi_2Te_3 толщиной 1–2 QL с помощью лазерного напыления на подложку пиролитического графита описана в работе [6]. Напыление проводилось при температуре подложки 220 °C в атмосфере аргона при давлении 0,3 Торр. Камера напыления была связана вакуумной транспортной системой с камерой микроскопа, так что перенос образца в СТМ происходил без нарушения вакуума. Для снятия карты дифференциальной туннельной проводимости в каждой точке проводилось измерение вольт-амперных характеристик с последующим численным дифференцированием полученных результатов.

Результаты

Туннельные спектры, измеренные на островках толщиной 1 и 2 QL (рис. 1), хорошо согласуются с результатами первопринципных расчетов [6]. В частности, имеются характерные пики дифференциальной туннельной проводимости при V = –0,4 В на островках 2 QL при V = –0,7 В на островках 1 QL, по положению которых можно следить за распределением локального потенциального рельефа на островках. На обоих исследованных типах островков вблизи края локальный потенциал имеет вид ямы.

В ходе эксперимента получены карты дифференциальной туннельной проводимости, из которых вырезались участки вблизи края, которые далее подвергались пространственному усреднению в направлении края.

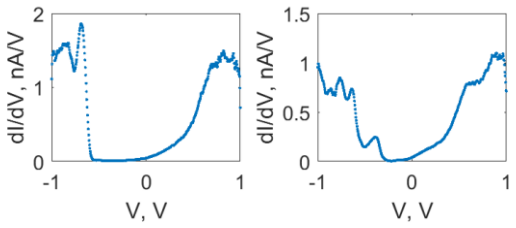


Рис. 1. Туннельные спектры, полученные на островках толщиной 1 QL (слева) и 2 QL (справа)

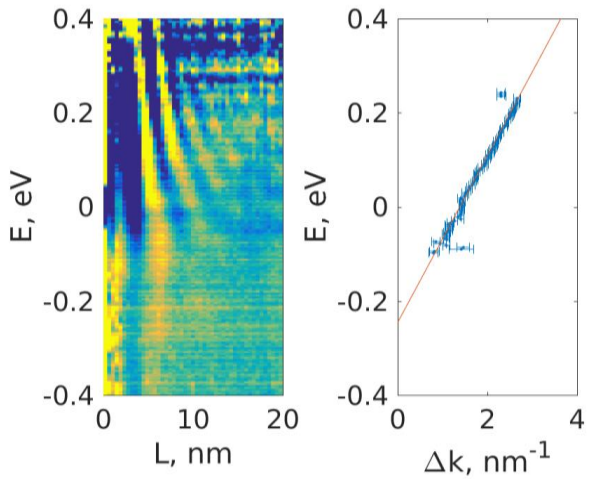


Рис. 2. Осцилляции дифференциальной туннельной проводимости вблизи края островка толщиной 1 QL и соответствующий закон дисперсии

На рис. 2 представлены полученные на островке толщиной 1 QL результаты такого усреднения с вычтенным фоном. Наблюдаются осцилляции дифференциальной туннельной проводимости, вызванные рассеянием на краю. Результаты аппроксимации этих осцилляций затухающим синусоидальным законом ложатся на линейную дисперсионную зависимость. Кроме того, наблюдается некоторое повышение локальной плотности состояний вблизи края. Аналогичные результаты получены для островка толщиной 2 QL.

Выводы

Некоторое повышение дифференциальной туннельной проводимости вопреки ожиданиям наблюдается на островках обеих толщин. Отнесение этого повышения к присутствию топологических состояний затруднено из-за наличия потенциальных ям на краю, вызванных изгибом зон в сторону увеличения работы выхода при приближении к краю. Отметим, что наличие такого изгиба зон может приводить к появлению добавки к туннельной проводимости [7].

Финансирование

Работа выполнена при поддержке гранта РНФ № 21-72-20114.

Литература

1. M. Z. Hasan and C. L. Kane // Rev. Mod. Phys. 2010. V. 82(4). P. 3045.
2. C. X. Liu, et al // Phys. Rev. B. 2010. V. 81(4). P. 041307.
3. T. Förster, P. Krüger, M. Rohlfing // Phys. Rev. B. 2016. V. 93(20). P. 205442.
4. T. Förster, P. Krüger, M. Rohlfing // Phys. Rev. B. 2015. V. 92(20). P. 201404.
5. A. Leis, et al. // Advanced Quantum Technologies. 2022. V. 5(9). P. 2200043.
6. N. I. Fedotov, A. A. Maizlakh, V. V. Pavlovskiy, G. V. Rybalchenko, and S. V. Zaitsev-Zotov // Surfaces and Interfaces. 2022. V. 31. P. 102015.
7. N. I. Fedotov, S. V. Zaitsev-Zotov // JETP Letters. 2016. V. 104. P. 800.

Электрическое сопротивление атомарно-гладких сверхтонких пленок галлия на реконструированной поверхности кремния Si(111)

Д. А. Цуканов[1,2,*], М. В. Рыжкова[1], С. Г. Азатьян[1], Т. В. Утас[1], Д. А. Олянич[1], Н. В. Денисов[1], В. С. Жданов[1]

[1]Институт автоматики и процессов управления ДВО РАН, ул. Радио, 5, Владивосток, 690041
[2]Дальневосточный федеральный университет, о. Русский, п. Аякс, 10, Владивосток, 690922
*tsukanov@iacp.dvo.ru

В работе исследованы условия формирования двумерных упорядоченных пленок галлия, полученных осаждением галлия на предварительно сформированные реконструкции Tl/Si(111). Методом дифракции медленных электронов исследована их кристаллическая структура, четырехзондовым методом in situ измерена их электрическая проводимость. Рассмотрено влияние концентрации адсорбированных атомов галлия на структурные и электрические свойства пленок.

Введение

Низкоразмерные материалы представляют значительный интерес как с фундаментальной, так и с практической точек зрения. Так, например, с одной стороны реконструкции на поверхности Si(111), индуцированные адсорбцией атомов металлов, привлекают внимание в связи с большим разнообразием их структурных и электронных свойств. С другой стороны, реконструированная поверхность сама по себе является отличным шаблоном для выращивания низкоразмерных материалов с уникальными свойствами, которые можно использовать в наноэлектронике, оптоэлектронике и проч. Хорошо известно, что адсорбция на реконструированной поверхности неизменно вызывает модификацию структуры самого внешнего атомного слоя и существенно изменяет его электронные свойства.

К таким системам, которые привлекают внимание в последнее время, относятся сверхтонкие пленки галлия, которые являются двумерным металлом, а также проявляют свойства сверхпроводимости на подложках GaN(0001) [1] и SiC [2]. Кроме того, пленки галлия демонстрируют большое разнообразие структур в зависимости от толщины пленки, температуры подложки и давления, являясь так называемым «молекулярным» металлом [3]. В этой связи исследование условий формирования сверхтонких пленок галлия на поверхности подложек кремния может представлять не только научный, но и практический интерес.

Одним из условий формирования двумерных сверхтонких пленок галлия на поверхности подложки Si(111) является то, что галлий должен осаждаться на поверхность с предварительно сформированной реконструкцией, атомы которой должны слабо взаимодействовать как с атомами подложки кремния, так и с атомами галлия. В качестве таких кандидатов могут служить атомы свинца [4] или таллия. Так, галлий и таллий слабо растворяются друг в друге, не образуют объемных сплавов, а при попытке образовать совместный сплав в такой пленке формируются отдельные кристаллы этих металлов. Даже в жидком растворе этих металлов при температуре 500 °C формируется эмульсия из этих металлов наподобие воды и масла [5]. Таким образом, можно предположить, что упомянутые свойства системы Ga-Tl позволят сформировать двумерные металлические пленки галлия на поверхности подложки Si(111). В данной системе упорядоченный слой таллия образует буферный слой, который будет стабилизировать первый слой формирующейся пленки галлия и подавлять формирование реконструкции Ga/Si(111), после которой начинается преимущественно дефектный рост пленки.

В настоящей работе проведены экспериментальные исследования формирования поверхностных структур и их термической стабильности для сверхтонких пленок Ga, осажденных на поверхность Si(111) с реконструкциями √3-Ga, 1×1-Tl и 6×6-Tl, 5×2-Au, √3-Au и другими. Для изучения структуры и морфологии поверхности были использованы методы дифракции медленных электронов (ДМЭ) и сканирующей туннельной микроскопии (СТМ). Поскольку хорошо известно, что проводимость существенным образом зависит от изменений в поверхностной атомной структуре и морфологии поверхности, были проведены измерения удельного сопротивления пленок Ga, выращенных на реконструированных поверхностях Si(111) с помощью четырехзондового метода *in situ*.

В докладе обсуждаются механизмы роста пленок галлия на различных реконструированных поверхностях подложки Si(111), а также их влияние на результаты электрических измерений.

Эксперименты проводились в сверхвысоковакуумной камере RIBER DEL-300 с рабочим давлением 10^{-10} Торр. Установка оснащена методом дифракции медленных электронов и четырехзондовой головкой для проведения электрических измерений в условиях сверхвысокого ваккума при комнатной температуре. Для исследования кристаллической структуры и морфологии пленок использовался метод сканирующей туннельной микроскопии (СТМ). В качестве образцов использовались прямоугольные (15×5×0,45 мм) пластины кремния *n*-типа, легированные фосфором, с удельным сопротивлением 300–1700 Ом·см. Очистка поверхности образца проводилась в условиях сверхвысокого вакуума путем кратковременного отжига (вспышкой) до 1250 °C пропусканием переменного тока через образец. Подготовленные таким образом образцы демонстрировали четкую картину дифракции 7×7, характерную для атомарно-чистой поверх-

ности кремния. Для осаждения галлия использовалась ячейка Кнудсена, нагреваемая постоянным током. Скорость осаждения галлия калибровалась с помощью ДМЭ по картинам дифракции от реконструированной поверхности с известной величиной покрытия адсорбированного материала в монослоях (МС), 1 МС соответствует концентрации атомов $7{,}8\times10^{14}$ см$^{-2}$ для нереконструированной поверхности Si(111).

Результаты

Обнаружено, что напыление галлия при комнатной температуре на буферный слой, представляющий собой реконструкцию таллия 1×1-Tl, 6×6-Tl или их смесь, приводит к формированию упорядоченных структур. Так, при разных концентрациях на поверхности подложки галлия или таллия на картинах дифракции наблюдаются поверхностные структуры: 5×1, 5×5, 9×9, 7×3, √7×√7 и другие. При этом, согласно данным, полученным с помощью СТМ, наблюдается послойный рост, что хорошо согласуется с результатами электрических измерений.

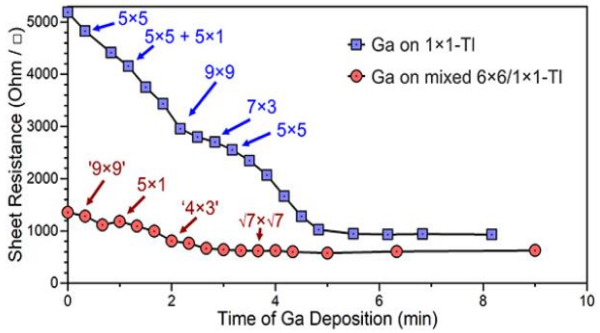


Рис. 1. Электрическое сопротивление подложки Si(111) после напыления галлия на поверхности с реконструкцией 1×1-Tl и смеси реконструкций 6×6 и 1×1-Tl. Стрелками указаны точки, в которых наблюдались соответствующие картины дифракции

На рис. 1 показаны результаты измерений электрического сопротивления подложки Si(111) после осаждения галлия на реконструированную поверхность 1×1-Tl и на смесь 6×6/1×1-Tl. Видно, что исходные поверхности обладают разными свойствами, так, упорядоченный слой таллия 1×1-Tl (покрытие таллия 1 МС) обладает высоким сопротивлением, в то время как 6×6-Tl демонстрирует низкое сопротивление, являясь двумерным металлом с покрытием таллия 2,4 МС [6]. Однако в обоих случаях напыление галлия на данные поверхности приводит к уменьшению сопротивления, которое выходит на насыщение после осаждения более 2 МС галлия (на рис. 1 соответствует времени напыления более 5 мин). Существенным в данных результатах является то, что снижение сопротивления является не монотонным в соответствии с зависимостью $\sim 1/d$, где d – толщина пленки, а скачкообразным, например, при переходе от структуры 5×1 к 9×9, от 9×9 к 7×3 и так далее. Такие изменения сопротивления хорошо коррелируют с перестройкой структуры поверхности, когда менее плотная поверхностная фаза меняется на более плотную фазу. Другой особенностью является то, что поверхности с разной исходной реконструкцией таллия, но с одинаковой кристаллической структурой после напыления галлия, например 5×1-(Tl, Ga), имеют различное электрическое сопротивление. Причем во всех случаях очевидно, что осаждение галлия уменьшает электрическое сопротивление системы, которая обладает еще и структурной упорядоченностью.

В работе приводятся данные о напылении галлия и на другие реконструкции, например, √3×√3-Ga, 5×2-Au, √3×√3-Au и другие, где также отмечается зависимость проводящих свойств пленки галлия от реконструкции исходной поверхности. Так, например, для галлия на поверхности Si(111)5×2-Au наблюдается островковый рост, что связано с тем, что галлий взаимодействует с атомами кремния на данной поверхности, а на дефектах начинают формироваться островки адсорбата. Показано, что электрическое сопротивление такой системы возрастает.

Выводы

Исследовано формирование сверхтонких пленок галлия на реконструированной поверхности Si(111). Показано, что использование в качестве исходной реконструкции поверхностных структур 1×1-Tl и 6×6-Tl приводит к формированию двумерных пленок галлия с упорядоченной кристаллической структурой. Показано, что электрическое сопротивление двумерных пленок галлия также зависит от исходной реконструкции поверхности.

Финансирование

Работа выполнена при поддержке госбюджетной темы № FWFW-2021-0002 «Физика низкоразмерных структур и полупроводниковых наноматериалов».

Литература

1. H.-M. Zhang, Y. Sun, W. Li, J.-P. Peng, C.-L. Song, Y. Xing, Q. Zhang, J. Guan, Y. Zhao, S. Ji, L. Wang, K. He, X. Chen, L. Gu, L. Ling, M. Tian, et al. // Phys. Rev. Lett. 2015. V. 114. P. 107003.

2. N. Briggs, B. Bersch, Y. Wang, J. Jiang, R.J. Koch, N. Nayir, K. Wang, M. Kolmer, W. Ko, A.D.L.F. Duran, S. Subramanian, C. Dong, S. Shallenberger, M. Fu, Q. Zou, Y.-W. Chuang, et al. // Nat. Mater. 2020. V. 19. P. 637–643.

3. D. Z. Metin, L. Hammerschmidt, N. Gaston // Phys. Chem. Chem. Phys. 2018. V. 20. P. 27668.

4. L. V. Bondarenko, A. Y Tupchaya, Y. E. Vekovshinin, D. V. Gruznev, V. G. Kotlyar, T. V. Utas, A. N. Mihalyuk, N. V. Denisov, A. V. Zotov, A. A. Saranin // J. Alloys Compd. 2023. V. 969. P. 172453.

5. H. Okamoto, M. E. Schlesinger and E. M. Mueller // ASM Handbook Volume 3: Alloy Phase Diagrams (ASM International). 2016. P. 800.

6. A. N. Mihalyuk, L. V. Bondarenko, A. Y. Tupchaya, D. V. Gruznev, J.-P. Chou, C.-R. Hsing, C.-M. Wei, A. V. Zotov, A. A. Saranin // Surf. Sci. 2018. V. 668. P. 17–22.

Изолирование одиночных апконверсионных люминесцентных наночастиц на поверхности путем прецизионного микроманипулирования в сканирующем зондовом микроскопе

А. П. Чукланов*, А. С. Морозова, Н. И. Нургазизов, Е. О. Митюшкин, В. Г. Никифоров

Казанский физико-технический институт им. Е. К. Завойского РАН, ул. Сибирский тракт, 10/7, Казань, 420029
*achuklanov@kfti.knc.ru

В работе проведена серия экспериментов по контролируемому перемещению по поверхности подложки наночастиц $NaYbF_4$:Er, проявляющих апконверсионные люминесцентные свойства. Диапазон расстояний, на которые перемещались наночастицы, в рамках одного эксперимента составлял от 100 мкм до 1–2 мкм. Атомно-силовой микроскоп использовался для двух целей, а именно, как прецизионный манипулятор и как средство визуализации и контроля процесса перемещения объектов. Зарегистрированы спектры апковерсионной люминесценции от отдельных наночастиц и обнаружена зависимость формы спектров люминесценции от поляризации накачки.

Введение

Наночастицы с апконверсионным типом люминесценции (когда происходит поглощение двух низкоэнергетических фотонов в ИК-диапазоне и излучается фотон видимого спектра) перспективны для сверхточного измерения температуры с высоким пространственным разрешением благодаря однозначной зависимости между интенсивностью люминесцентных линий от температуры. Использование излучения ближнего ИК-диапазона для возбуждения люминесценции имеет ряд преимуществ, которые могут оказаться решающими в биологии и кремниевой микроэлектронике. Одним из недостатков таких апконверсинных наночастиц (АНЧ) является сильная вариация размера и формы из-за особенностей синтеза, что приводит к заметному различию спектров люминесценции и трудностям калибровки.

Одним из способов устранения описанной выше проблемы является селекция АНЧ по размеру. Для этого в работе используется потенциал сканирующего зондового микроскопа как прецизионного микро- и наноманипулятора.

Приготовление образцов и методы исследования

Апконверсионная система состоит из двух близкорасположенных редкоземельных ионов. Ион иттербия Yb^{3+} выступает сенсибилизатором, его сечение поглощения на длине волны 980 нм на порядок превосходит таковое остальных редкоземельных ионов. Ион эрбия Er^{3+} является излучающим центром с характерными узкими линиями. Возбуждение иона Er^{3+} происходит в результате двукратного переноса энергии с возбужденного иона Yb^{3+}, что и определяет апконверсионные свойства системы. Эффективность процесса обусловлена метастабильными возбужденными уровнями (с субмиллисекундными временами жизни), участвующими в переносе энергии.

Ранее нами были проведены исследования по изолированию и анализу люминесцентных свойств АНЧ YVO4:Yb,Er, синтезированных золь-гель-методом [1]. В роли матрицы выступал оксид ванадия. В данной работе в качестве матрицы использовался фторид натрия (NaF_4). Поскольку фононная мода кристалла $NaYF_4$ лежит в области 350–400 $см^{-1}$, уменьшается влияние процессов, приводящих к безызлучательной релаксации и достигается высокий квантовый выход люминесценции АНЧ. Кроме того, кристалл $NaYF_4$ имеет две кристаллические фазы: кубическую (альфа) и гексагональную (бета). Из литературы известно [2], что АНЧ в оболочке из кристалла в бета фазе позволяют получить интенсивность апконверсионной люминесценции на порядок выше, чем в случае кубической фазы.

В качестве подложки использовали пластины из покровного стекла длиной порядка 20 мм, шириной 5–7 мм и толщиной 0,45 мм. Несмотря на то что поверхность стекла не является атомарно-гладкой, шероховатость была достаточно маленькой и АНЧ уверенно распознавались на поверхности (RMS, по данным атомно-силовой микроскопии (АСМ), составляло менее 10 нм для поля сканирования 10×10 мкм). На одну из поверхностей стекла механическим образом, при помощи алмазного стеклореза, наносилась система царапин в виде прямых линий, пересекающихся под углом примерно 90 градусов. Как правило, вдоль длинной стороны подложки наносилось 1 или 2 линии, вдоль короткой – 3 линии. Перед нанесением АНЧ подложки очищались в 2 этапа. Вначале подложка помещалась в кювету с ацетоном ЧДА и промывалась в ультразвуковой ванне, потом выдерживалась в свежеприготовленном растворе «пиранья» (3 части H_2O_2 концентрацией 22% и 7 частей H_2SO_4) в течение 30 минут. После очистки и высушивания 1 капля раствора с АНЧ (объемом порядка 5 мкл) наносилась на подложку в область пересечения царапин и высушивалась.

Для манипулирования АНЧ использовался АСМ Solver-Bio (NT–MDT), совмещенный с обычным оптическим микроскопом, который позволял выбирать место для АСМ-манипуляций вблизи меток. Использовались зонды N11-A AlBS жесткостью 3 Н/м и резонансной частотой 60 кГц. Данный тип зондов можно использовать как в полуконтактном режиме (они создают небольшую силу взаимодействия с поверхностью), так и в контактном режиме (можно достичь силы взаимодействия $>10^{-6}$ Н). Люминесценция возбуждалась лазером MicronLux с длиной волны 980 нм и мощностью 100 мВт. Луч накачки фокусировали 100-кратным объективом, диаметр перетяжки составлял 1 мкм.

Результаты и обсуждения

Полученные в результате синтеза АНЧ имели ярко выраженную анизотропную форму в виде ограненных стержней длиной порядка 2 мкм и соотношением сторон 1:5. Поверхность подложки была заполнена произвольно ориентированными частицами (рис. 1, *а*).

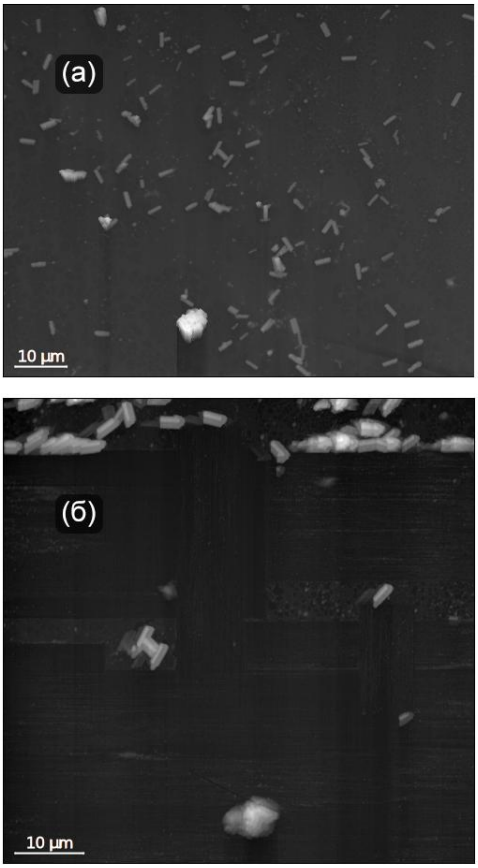


Рис. 1. АСМ-изображения поверхности стекла с АНЧ NaYbF4:Er: *а* – до расчистки, *б* – после расчистки в АСМ

В результате микроманипулирования в несколько этапов (процесс детально описан в [1]) на участке поверхности площадью порядка 100×100 мкм оставались единичные АНЧ или конгломераты из 2–5 частиц. На рис. 1, *б* представлено полуконтактное АСМ-изображение участка поверхности после расчистки зондом. Из-за того что перемещение АНЧ и контрольные изображения выполнялись одним и тем же зондом, без его смены и юстировки прибора, видно множество характерных для АСМ артефактов (уширение, двоящиеся объекты и т. д.). Тем не менее такого качества более чем достаточно для дальнейшего однозначного позиционирования образца в оптическом конфокальном микроскопе (ОКМ) для получения спектров люминесценции.

Спектры люминесценции в ОКМ были получены как от единичных АНЧ, так и от ансамбля частиц. Минимальная перетяжка пятна накачки порядка 1 мкм гарантировала возможность регистрации спектра от единичного объекта, поскольку в результате расчистки они лежали на бóльшем расстоянии друг от друга. При исследовании единичных АНЧ была обнаружена сильная зависимость спектров люминесценции от поляризации накачки (рис. 2), в то время как спектры от ансамбля были изотропны по отношению к поляризации накачки. Это может быть связано с формой АНЧ.

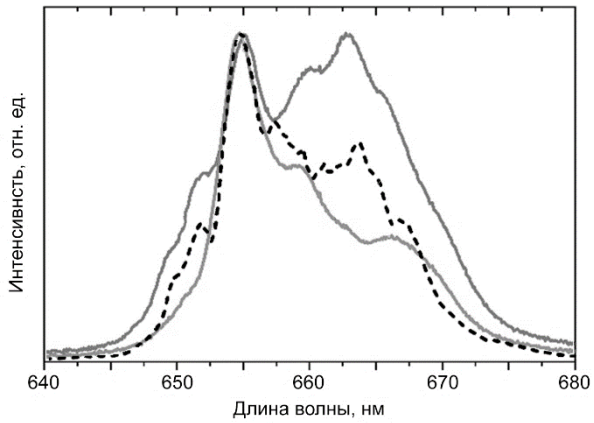


Рис. 2. Спектры апконверсионной люминесценции от АНЧ NaYbF4: Er, полученные в ОКМ. Пунктирная линия – спектр от ансамбля АНЧ, сплошные линии – спектры от отдельно лежащей АНЧ, поляризация накачки для двух сплошных линий отличается на 90°. Длина волны возбуждающего излучения 980 нм

Выводы

Таким образом, в работе, на примере АНЧ $NaYbF_4$:Er, показана возможность селективной расчистки поверхности с использованием АСМ, в результате которой на участке площадью ~10^4 мкм^2 контролируемо и воспроизводимо остаются отдельные АНЧ или же небольшие конгломераты из 2–5 частиц. Расстояние между частицами при этом заведомо больше перетяжки ОКМ, что гарантирует регистрацию сигнала от отдельной АНЧ.

Важно отметить, что по нашим данным спектр апконверсионной люминесценции от отдельной наночастицы $NaYbF_4$:Er зарегистрирован впервые. Обнаружена сильная зависимость формы люминесцентной линии от направления поляризации накачки.

Финансирование

Работа выполнена при поддержке гранта РНФ № 23-29-00516.

Литература

1. А. П. Чукланов, А. С. Морозова, Н. И. Нургазизов, Е. О. Митюшкин, Д. К. Жарков, А. В. Леонтьев, В. Г. Никифоров // ЖТФ. 2023. Т. 93, № 7. С. 1019–1024.

2. K. W. Kramer, D. Biner, G. Frei, H. U. Gudel, M. P. Hehlen, and S. R. Luthi // Chem. Mater. 2004. V. 16, no. 7. P. 1244–1251.

Электрические свойства нитевидных нанокристаллов фосфида галлия: влияние контактных явлений и поверхностных состояний

В. А. Шаров[1,2,*], В. В. Федоров[2,3], П. А. Алексеев[1], И. С. Мухин[2,3]

[1]Физико-технический институт им. А. Ф. Иоффе РАН, Политехническая ул., 26, Санкт-Петербург, 194021
[2]Алферовский университет, ул. Хлопина, 8/3, Санкт-Петербург, 194021
[3]СПбПУ Петра Великого, Политехническая ул., 29, Санкт-Петербург, 195251
*vl_sharov@mail.ru

В работе с помощью атомно-силовой микроскопии получены вольт-амперные характеристики одиночных нитевидных нанокристаллов GaP *n*-типа. Исследованы повторяемость и воспроизводимость кривых, проведена оценка однородности кристаллов путем измерения статистически-значимого набора кристаллов в массиве. Проведено моделирование вольт-амперных характеристик в зависимости от легирования, свойств контакта и плотности поверхностных состояний.

Введение

Полупроводниковые нитевидные нанокристаллы фосфида галлия (ННК GaP) перспективны для разработки оптоэлектронных компонент, монолитно интегрированных с кремнием [1]. Текущий уровень развития эпитаксиальных технологий позволяет получать вертикальные массивы из миллионов ННК с воспроизводимой морфологией, низкой дисперсией геометрических параметров и контролируемой пространственной плотностью. В то же время достижение однородности электрофизических свойств ННК в пределах одного массива является актуальной задачей. Ввиду этого необходимым шагом в рамках характеризации электрических свойств массива являются статистически-значимые измерения на уровне отдельно взятых кристаллов. Наиболее надежный способ измерения проводимости одиночного ННК заключается в его отделении от ростовой подложки с последующим созданием электрических контактов с помощью литографии. Однако измерение таким образом большого числа ННК – трудоемкий процесс. В то же время проводящая атомно-силовая микроскопия (АСМ) позволяет проводить электрические измерения на одиночных вертикальных ННК без их отделения от ростовой подложки, используя зонд в качестве верхнего электрода, благодаря субмикронному размеру его острия и высокой точности позиционирования.

При АСМ-измерениях большое значение имеют свойства зонда (проводимость, работа выхода, площадь контакта). Локальные дефекты и неоднородности зонда вносят вклад в погрешность измерений. В докладе показаны АСМ-измерения вольт-амперных характеристик легированных кремнием ННК *n*-GaP, выращенных на высоколегированных подложках Si методом молекулярно-пучковой эпитаксии.

Результаты

Измерения выполнялись по описанной ранее схеме [2]: зонд был заземлен, напряжение прикладывалось к подложке. Использовались жесткие, износостойкие зонды с проводящим покрытием из карбида вольфрама (TipsNano HA_NC/W2C) и нитрида титана (TipsNano NSG11/TiN). Исследовалась повторяемость и воспроизводимость АСМ измерений проводимости ННК.

Прежде всего были проведены многократные измерения ВАХ на одном кристалле. Для этого использовался зонд W2C, все измерения были выполнены одним и тем же зондом. После каждого измерения контакт с ННК разрывался и формировался заново. Всего было проведено 9 измерений. На рис. 1 черными линиями показаны полученные ВАХ, красной линией показана средняя кривая. Значительный разброс наблюдается в положительной ветви ВАХ, в то время как отрицательные ветви обладают высокой воспроизводимостью.

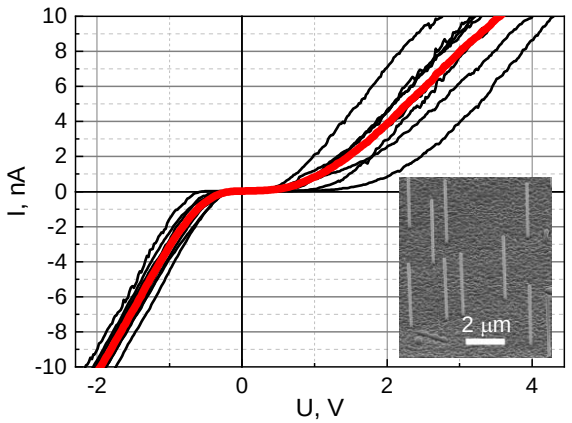


Рис. 1. Черные кривые – многократные измерения ВАХ одиночного вертикального ННК GaP, полученные с помощью зонда W2C, красная кривая – усредненная по 8 измерениям форма ВАХ. На вставке приведено СЭМ-изображение участка массива ННК

Далее были получены сравнительные ВАХ на нескольких соседних ННК (рис. 2). Всего было измерено 15 ННК с помощью зонда W2C (черные кривые) и 10 ННК с помощью зонда TiN (красные кривые). Наборы ННК, исследованные разными зондами, с большой вероятностью не пересекались, но можно утверждать, что в среднем ВАХ, полученные на TiN-зонде, обладают меньшим сопротивлением и напряжением открытия. С учетом того что радиус закругления иглы и жесткость кантилевера были примерно одинаковы для обеих моделей зондов, наблюдаемые различия могут быть объяснены разными сопротивлениями проводящих покрытий W2C и TiN.

Из рис. 2 следует, что различия ВАХ, полученных на соседних ННК, существенно превышают измери-

тельную ошибку, которую можно оценить из рис. 1. Иными словами, несмотря на высокую степень однородности морфологии ННК в массиве (средняя длина 4 мкм, средний диаметр 150 нм, см. вставку на рис. 1), они обладают высоким разбросом проводимости.

Форма ВАХ при выбранной геометрии эксперимента определяется последовательным сопротивлением зонда, а также балансом между гетеробарьером ННК/подложка и барьером Шоттки ННК/зонд, включенных встречно-последовательно.

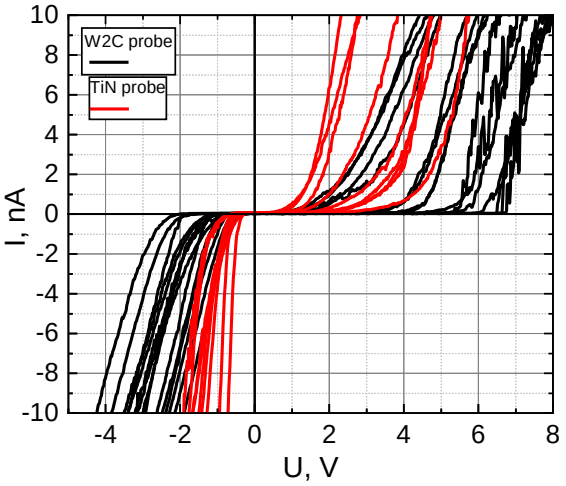


Рис. 2. ВАХ множества одиночных ННК GaP, полученные с помощью зондов W2C (черные кривые) и TiN (красные кривые)

Было проведено численное моделирование ВАХ в пакете Silvaco Atlas. Использовалась модель, предложенная в работе [2], учитывающая туннелирование, термионную эмиссию и рекомбинацию. Моделирование показало, что проводимость ННК в основном определяется их уровнем легирования. В то же время варьирование работы выхода зонда влияет на ток в меньшей степени, но влияет на положительную ветвь сильнее, чем на отрицательную. Весь спектр экспериментальных кривых перекрывается путем варьирования уровня легирования в диапазоне от $1 \cdot 10^{18}$ до $5 \cdot 10^{18}$ $см^{-3}$ и работы выхода зонда от 4,5 до 5 эВ, что соответствует литературным данным для использованных проводящих покрытий [3]. Введение поверхностных состояний в ННК с плотностью до $5 \cdot 10^{12}$ $см^{-2}$ $эВ^{-1}$ не приводит к изменению ВАХ, поскольку величина поверхностного обедненного слоя мала по сравнению с диаметром ННК для данного уровня легирования.

Выводы

Погрешность измерения электрофизических свойств одиночных вертикальных нитевидных нанокристаллов с помощью проводящей атомно-силовой микроскопии связана с локальной неоднородностью работы выхода зонда. Кроме того, сопротивления некоторых коммерческих проводящих зондов достаточно высоки, чтобы влиять на форму ВАХ. Плотность поверхностных состояний в фосфиде галлия недостаточна для влияния на проводимость ННК при уровне легирования $1 \cdot 10^{18}$ $см^{-3}$ в диаметре 150 нм и более. АСМ-измерения позволяют определить дисперсию уровня легирования в массиве ННК с точностью не хуже одного порядка.

Финансирование

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского научного фонда (грант № 23-72-01082).

Литература

1. A. Kuznetsov, E. Moiseev, A.N. Abramov, N. Fominykh, V. A. Sharov, V. M. Kondratev, I. I. Shishkin, K. P. Kotlyar, D. A. Kirilenko, V. V. Fedorov, et al. // Small. 2023. P. 2301660.

2. P. A. Alekseev, V. A. Sharov, B. R. Borodin, M. S. Dunaevskiy, R. R. Reznik, G. E. Cirlin // Micromachines. 2020. V. 11. P. 581.

3. C. Lin, S. Shen, J.-S. Chen // J. Electrochem. Soc. 2010. V. 158. P. H146.

Исследование фазовых превращений в сегнетоэлектрической керамике $Bi_{0,5}Na_{0,5}TiO_3$-$PbTiO_3$ методами сканирующей зондовой микроскопии

В. Я. Шур[1],*, А. С. Абрамов[1], L. Zhang[2], Л. В. Гимадеева[1], Д. О. Аликин[1], Li Jin[2]

[1]Институт естественных наук и математики, Уральский федеральный университет, пр. Ленина, 51, Екатеринбург, 620000
[2]Xi'an Jiatong University, Xi'an, China
*vladimir.shur@urfu.ru

В работе экспериментально было исследовано сосуществование наноразмерных фаз вблизи морфотропной фазовой границы в сегнетоэлектрической керамике $Bi_{0,5}Na_{0,5}TiO_3$ – $PbTiO_3$. Выявлены зерна с сосуществованием наноразмерных полярных и неполярных включений. Увеличение доли полярной фазы под действием электрического поля отнесено за счет слияния нанодоменных включений и формирования макроскопических доменов. Обнаружено образование в электрическом поле полярных областей субмикронного размера, содержащих нанодоменную структуру.

Введение

В настоящее время актуальны исследования, направленные на разработку новых бессвинцовых пьезоэлектрических и сегнетоэлектрических материалов, функциональные свойства которых не уступают широко используемой керамике на основе цирконата-титаната свинца.

Оксиды со структурой перовскита на основе сегнетоэлектрика-релаксора титаната натрия-висмута $Bi_{0,5}Na_{0,5}TiO_3$ (BNT) относятся к наиболее перспективным объектам, так как введение различных добавок позволяет изменять их свойства в широком диапазоне – от диэлектрических, сегнето- и пьезоэлектрических до ионопроводящих [1–3].

Керамика BNT является одним из перспективных бессвинцовых пьезоэлектрических материалов, благодаря наличию значительного ромбоэдрического искажения кристаллической решетки [4, 5]. По аналогии с другими известными твердыми растворами, вблизи морфотропной фазовой границы (МФГ) ожидается увеличение деформации в электрическом поле.

В отличие от этих составов керамики на основе BNT вблизи МФГ имеют значительные деформации в электрическом поле, но довольно малый остаточный пьезоэлектрический отклик, что связано с наличием нескольких фазовых превращений и гетерофазного релаксорного состояния [6, 7].

Структурные и электрические свойства составов на основе BNT изучены достаточно подробно, однако до настоящего времени не исследованы локальные структурные искажения и нанодомены, поскольку рентгеновская дифракция обладает ограниченным пространственным разрешением и рентгеновские лучи менее чувствительны к положению кислорода.

Таким образом, области сосуществования наноразмерных фаз вблизи МФГ требуют дальнейшего изучения с использованием методов с высоким пространственным разрешением. Исследовалась доменная структура для составов вблизи МФГ при изменении степени замещения катионов Bi и Na в А-позиции.

Доменная структура

Визуализации микро- и нанодоменной структуры и измерения локального пьезоэлектрического отклика производились с помощью сканирующего зондового микроскопа NT-MDT Aura методом сканирующей микроскопии пьезоэлектрического отклика (СМПО). На зонд подавалось переменное напряжение с амплитудой 3 В, которое не приводило к переключению поляризации. Для калибровки вертикального и латерального отклика использовались соответствующие силовые кривые [8, 9].

Показано, что в керамике всех составов наблюдается сегнетоэлектрическая нанодоменная структура. Минимальный средний размер доменов (около 4 нм) был выявлен в составе BNT-4PT. С ростом концентрации PT увеличивается доля площади, занятой макроскопическими доменами. Количественные оценки эффективного пьезоэлектрического коэффициента из данных СМПО-измерений показали, что минимальными значениями обладает керамика с малыми концентрациями PT.

В области составов от 12 до 16% наблюдалась морфотропная фазовая граница и переход от ромбоэдрической фазы к тетрагональной (P4bm), которая обладает выраженными сегнетоэлектрическими свойствами с преобладанием пластинчатой доменной структуры.

В диапазоне от 2 до 12% PT сосуществуют три типа доменов: наноразмерные ромбоэдрические домены, а также макроскопические домены ромбоэдрической и тетрагональной фаз [10].

После выдержки в постоянном поле в керамике наблюдалось значительное увеличение доли зерен с макроскопическими полосовыми доменами, что может быть объяснено индуцированным электрическим полем с фазовым переходом из ромбоэдрической фазы в тетрагональную. В составах с высоким содержанием PT наблюдалась доменная структура, типичная для сегнетоэлектрической керамики в тетрагональной фазе, как в титанате бария [11, 12], а при меньших концентрациях PT в части зерен сохранялась нанодоменная структура.

Термическая деполяризация

В BNT-PT керамике на наноразмерном уровне было выявлено сосуществование микро- и наноразмерных фаз и было проведено сравнение изменения доменной структуры и локальных пьезоэлектрических свойств в диапазоне температур вблизи температурного фазового перехода с изменениями структурной симметрии. Визуализация доменной структуры проводилась при помощи СМПО для составов с концентрацией PT 6% после выдержки керамики в постоянном поле.

Установлено, что в BNT-6PT в диапазоне температур от 150 до 180 ^{o}C наблюдалось слияние мелких сегнетоэлектрических доменов, а макроскопические пластинчатые домены не изменялись. В этом диапазоне температур наблюдалась дисперсия диэлектрической проницаемости, что может быть вызвано наличием полиморфной фазовой границы при переходе из ромбоэдрической фазы в тетрагональную.

Вблизи 250 ^{o}C наблюдался структурный фазовый переход в кубическую фазу, при котором почти полностью исчезает пьезоэлектрический отклик в объеме зерен.

После термической деполяризации, представляющей собой медленное охлаждение до комнатной температуры, формировалась нанодоменная структура, а макроскопические домены практически полностью отсутствовали, что вызвано переходом из тетрагональной фазы с макроскопическими доменами в ромбоэдрическую фазу с наноразмерными доменами.

Финансирование

Работа выполнена с использованием оборудования УЦКП «Современные нанотехнологии» УрФУ (рег. № 2968) при поддержке гранта Российского научного фонда № 23-42-00116. This work was financially supported the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 52261135548).

Литература

1. S. V. Vakhrushev, V. A. Isupov, B. E. Kvyatkovsky, N. M. Okuneva, I. P. Pronin, G. A. Smolensky, and P. P. Syrnikov // Ferroelectrics. 1985. V. 63. P. 153–160.

2. P. K. Panda // J. Mater. Sci. 2009. V. 44. P. 5049–5062.

3. J. Rodel, K. G. Webber, R. Dittmer, Wook Jo, M. Kimura, D. Damjanovic // J. Euro. Ceram. Soc. 2015. V. 35. P. 1659–1681.

4. R. E. Newnham, V. Sundar, R. Yimnirun, J. Su, and Q. M. Zhang. // J. Phys. Chem. B. 1997. V. 101. P. 10141–10150.

5. N. Balke, S. Jesse, B. Carmichael, M.B. Okatan, I.I. Kravchenko, and S. V. Kalinin // Nanotechnology. 2017. V. 28. 065704.

6. D. Alikin, A. Abramov, A. Turygin, A. Ievlev, V. Pryakhina, D. Karpinsky, and Q. Hu // Small Methods. 2022. V. 6(2). 2101289.

7. V. A. Isupov // Ferroelectrics. 2005. V. 315. P. 123–147.

8. N. Balke, S. Jesse, P. Yu, B. Carmichael, S. V. Kalinin, and A. Tselev // Nanotechnology. 2016. V. 27(42). 425707.

9. D. O. Alikin, A. S. Abramov, M. S. Kosobokov, L. V. Gimadeeva, K. N. Romanyuk, V. Slabov, V. Ya. Shur, and A. L. Kholkin // Ferroelectrics. 2020. V. 559. P. 15–21.

10. G. Arlt and P. Sasko // J. Appl. Phys. 1980. V. 51(9). P. 4956–4960.

11. X. Liu, S. Xue, J. Ma, J. Zhai, B. Shen, F. Wang, X. Zhao, and H. Yan. // J. Eur. Ceram. Soc. 2018. V. 38(14). P. 4631–4639.

12. D. Schütz, M. Deluca, W. Krauss, A. Feteira, T. Jackson, and K. Reichmann // Adv. Funct. Mater. 2012. V. 22(11). P. 2285–2294.

Сканирующая NV-спектроскопия как инструмент для изучения и идентификации природных алмазов и их скрытокристаллических агрегатов

В. В. Яковлева[1,*], К. В. Лихачев[1,2], И. П. Вейшторт[1], А. М. Скоморохов[1], М. В. Учаев[1], С. В. Титков[3], Р. А. Бабунц[1], М. В. Музафарова[1], П. Г. Баранов[1]

[1]Физико-технический институт им. А. Ф. Иоффе, ул. Политехническая, 26, Санкт-Петербург, 194021
[2]САФУ им. М. В. Ломоносова, наб. Северной Двины, 17, Архангельск, 163002
[3]ИГЕМ РАН, Старомонетный пер., 35, стр. 2, Москва, 119017
*valya_yakovleva_1999@mail.ru

В работе проведено исследование NV-центров в природных монокристаллах алмазов и карбонадо методами фотолюминесценции (ФЛ) и оптически детектируемого магнитного резонанса (ОДМР). Были исследованы локальные характеристики природных алмазов с микронным и субмикронным пространственным разрешением, такие как распределение концентрации NV-центров в алмазе и их зарядовых состояний (NV^- и NV^0), механические напряжения кристаллического окружения NV-центров, локальная концентрация доноров азота в алмазе и расстояние между донором азота и NV-центром, а также ориентация микро- и нанокристаллов в скрытокристаллических агрегатах.

Введение

В настоящее время многочисленные исследования сосредоточились на отрицательно заряженных азотно-вакансионных центрах (NV-центрах), поскольку для них обнаружилась возможность регистрации ОДМР на одиночных центрах в условиях комнатной температуры [1].

В данной работе приведены результаты исследования NV-центров в двух природных монокристаллах алмазов и одном природном алмазном скрытокристаллическом агрегате – карбонадо – методами ФЛ и ОДМР. Измерения проводились на конфокальном микроскопе с использованием лазера с длиной волны излучения 532 нм и объектива со стократным увеличением. При регистрации ОДМР использовались фотоэлектронный умножитель и генератор модулированной частоты, подсоединенные к синхронному детектору.

Результаты

При получении карты распределения интенсивности сигнала ФЛ NV-центров в монокристалле алмаза выяснилось, что оно неравномерное, более того, во многих участках наблюдались две системы параллельных полос (рис. 1).

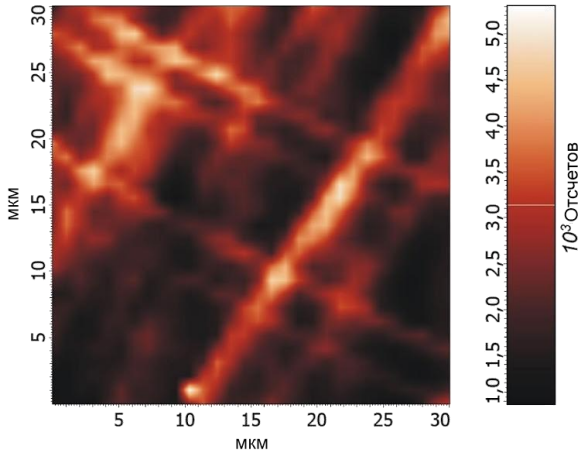


Рис. 1. Карта ФЛ природного монокристалла алмаза

Эти полосы представляют собой плоскости скольжения дислокаций, свойственные пластически деформированным природным алмазам [2].

Стоит отметить, что важную роль в исследовании NV-центров играет также их зарядовое состояние, поскольку у отрицательно и нейтрально заряженных NV-центров энергетическая структура принимает совершенно разный вид. Поэтому параметр соотношения NV^0/NV^- становится существенно важным для оценки возможности проведения спиновых манипуляций в образце. На рис. 2 приведены спектры ФЛ карбонадо в нескольких точках. Видно, что некоторые спектры имеют более интенсивную бесфононную линию ФЛ NV^0, а в других она может полностью отсутствовать.

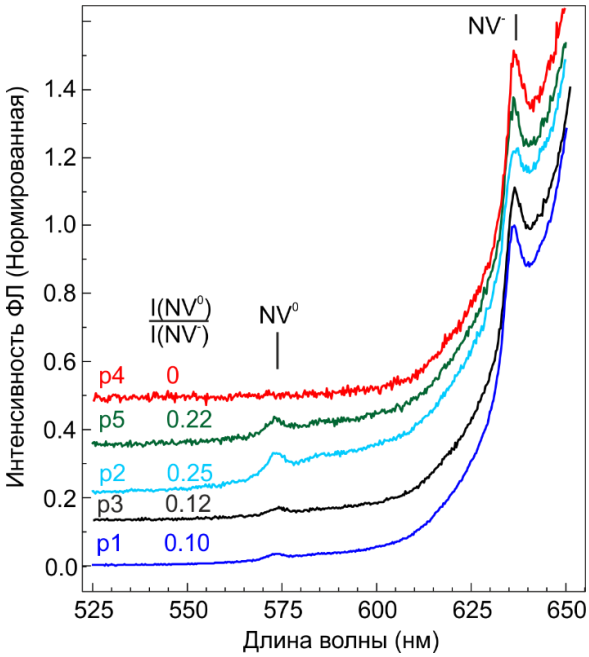


Рис. 2. Отношение интенсивностей бесфононных линий ФЛ NV^0 и NV^-

Благодаря спектрам ОДМР можно локально определять такой параметр, как механическое напряжение кристаллического окружения NV-центра. На рис. 3 показано распределение этих напряжений

вдоль профиля пластины монокристалла алмаза. Видно, что по мере приближения к центру пластины напряжения увеличиваются.

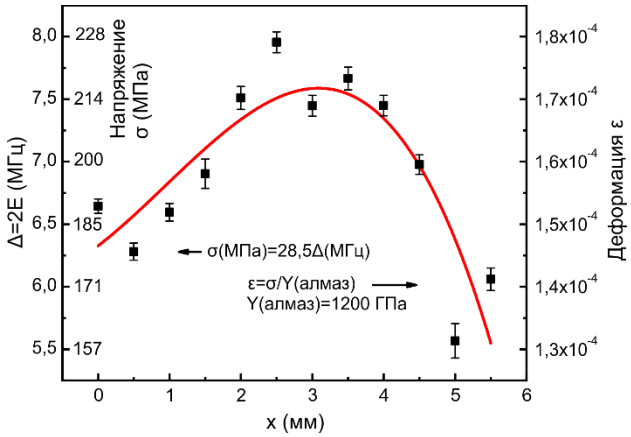


Рис. 3. Распределение значений напряжений/деформаций вдоль профиля пластины природного монокристалла алмаза

Также по отношению интенсивностей сателлитной и центральной линий в спектре ОДМР можно определять такой важный параметр, как расстояние между NV-центром и донором азота, который влияет на декогерентность NV-центра. Вдоль того же профиля алмазной пластины были рассчитаны эти значения (рис. 4).

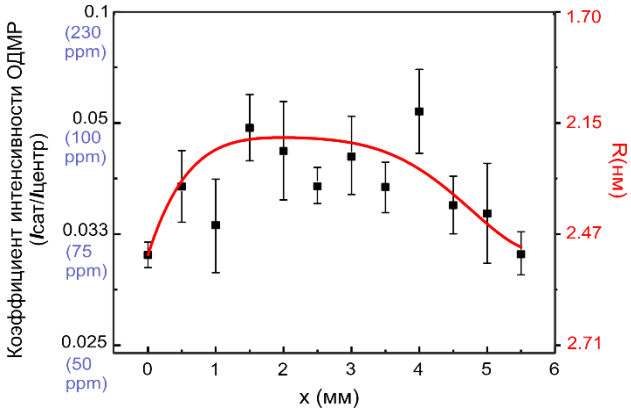


Рис. 4. Распределение значений расстояния между NV-центром и донором азота вдоль профиля пластины природного монокристалла алмаза

При исследовании ориентации микро- и нанокристаллов в карбонадо использовалось внешнее магнитное поле. Полученный спектр был также сравнен со спектром поликристалла искусственного алмаза, полученного путем спекания детонационных наноалмазов при высоких температурах и давлении (рис. 5). Спектры отличаются тем, что в искусственном алмазе линии разрешились гораздо лучше и имеют большую интенсивность, потому что в нем содержится большее количество равноориентированных нанокристаллов.

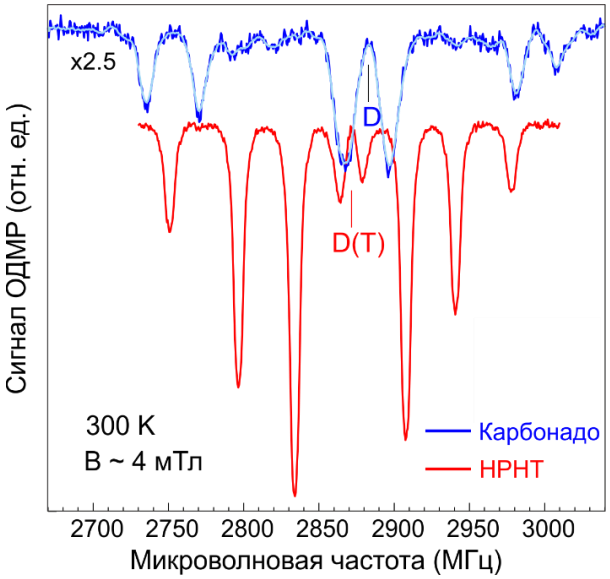


Рис. 5. Спектры ОДМР карбонадо и искусственного поликристалла алмаза во внешнем магнитном поле

Выводы

ОДМР NV-центров в природных алмазах дает обширную информацию об их локальных свойствах. Предполагается, что данное исследование позволит дополнить имеющуюся геологическую информацию о процессах их образования, а также будет полезно для разработки новых способов создания NV-центров в искусственных алмазах.

Финансирование

Работа выполнена при поддержке гранта РНФ № 23-12-00152.

Литература

1. A. Gruber, A. Drabenstedt, C. Tietz, et al. // Science. 276 (5321). 2012–2014 (1997).

2. S. V. Titkov, V. V. Yakovleva, I. D. Breev, et al. // Diamond and Related Materials. 136. 109938 (2023).

СЕКЦИЯ 6

Твердотельная элементная база квантовых технологий

Применение спектроскопии антипересечения уровней для установления температурно-зависимой структуры возбужденных состояний спиновых центров в политипах SiC

И. П. Вейшторт[1,*], А. М. Скоморохов[1], М. В. Учаев[1,2], К. В. Лихачев[1], Р. А. Бабунц[1]

[1]ФТИ им. А. Ф. Иоффе, ул. Политехническая, 26, Санкт-Петербург, 194021
[2]Университет ИТМО, Кронверкский пр., 49, лит. А, Санкт-Петербург,197101
*igorveyshtort@gmail.com

В работе представлены сигналы антипересечения спиновых уровней, зарегистрированные по изменению фотолюминесценции в магнитном поле в возбужденном состоянии для спиновых центров с S = 3/2 в различных политипах карбида кремния. Продемонстрированная сильная температурная зависимость расщепления в нулевом поле в возбужденном состоянии позволяет сделать вывод о применимости рассматриваемых состояний центров в приложениях квантовых датчиков температуры. Эксперименты позволили определить параметры линий ВС и связать их с параметрами ОС.

Введение

Несмотря на высокую степень изученности основного состояния (ОС) вакансионных центров со спином S = 3/2, спиновые свойства в возбужденном состоянии (ВС) не рассматривались до недавнего времени. ВС определяют природу оптического выстраивания спиновых центров. Поскольку ВС обладают малыми характерными временами жизни в пределах 10 нс, фиксировать их удается благодаря высокой чувствительности оптического метода детектирования и большей амплитуды микроволнового поля, обеспечивающего существенную вероятность перехода в течение времени жизни [1]. Понимание свойств системы энергетических уровней возбужденного состояния имеет решающее значение для разработки сверхбыстрых, полностью оптических методов управления спином.

Известно, что сверхтонкое взаимодействие в ВС в NV-центрах проявляется значительно интенсивнее [2]. В этой связи интерес представляет возможность динамической поляризации ядер, обусловленная перекрытием волновых функций.

Результаты

В отличие от большинства работ, в представленных экспериментах отсутствовала микроволновая накачка. Взаимодействие между энергетическими уровнями достигалось путем их сближения и дальнейшего антипересечения во внешнем поле под действием эффекта Зеемана. Магнитное поле разворачивалось параллельно оси *c* кристалла. Непосредственно под образцом установлена модуляционная катушка, создающая переменное МП малой амплитуды. Полученный сигнал фотолюминесценции регистрируется в режиме синхронного детектирования, что позволяет фиксировать малые сигналы. За счет реализации оптического детектирования значительно повышается чувствительность и пространственное разрешение метода.

Для проведения температурных измерений выше комнатной в рабочей зоне организована система нагрева и охлаждения образца на базе элемента Пельтье, снабженная термопарой для контроля.

Эксперименты проводились для гексагональных и ромбических политипов карбида кремния при температурах выше (20–80 °C) и ниже (15–260 К) комнатной. Спектры АПУ для центра V4 политипа 15R представлены на рис. 1.

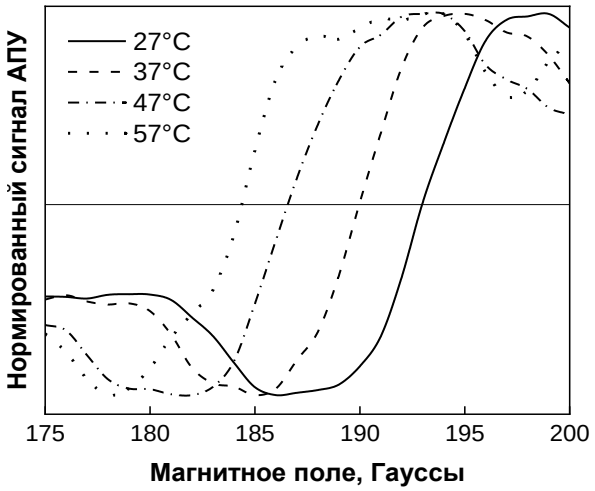


Рис. 1. Семейство спектров АПУ ВС V4 политипа 15R для различных температур

В табл. 1 приведены значения коэффициентов чувствительности для различных политипов.

Таблица 1. Значения коэффициентов термочувствительности различных политипов

Политип	4H	6H	15R	21R
Чувствительность, Гс/К	0,46	0,44	0,22	–

Как можно заметить, гексагональные политипы обладают наибольшим сдвигом линии АПУ. При этом 4H имеет только центр V2, что исключает взаимное влияние различных цетров друг на друга. Ромбические политипы, напротив, обладают более слабыми сдвигами или не имеют четкой зависимости положения линии от температуры.

Во второй части работы исследовался температурный градиент по площади образца. Ввиду наибольшей температурной чувствительности политипа 4H именно его пластина использовалась в этих экспериментах. Образец нагревался и охлаждался с противоположных краев одной из сторон кристалла. В направлении изменения температуры были записаны спектры, представленные на рис. 2.

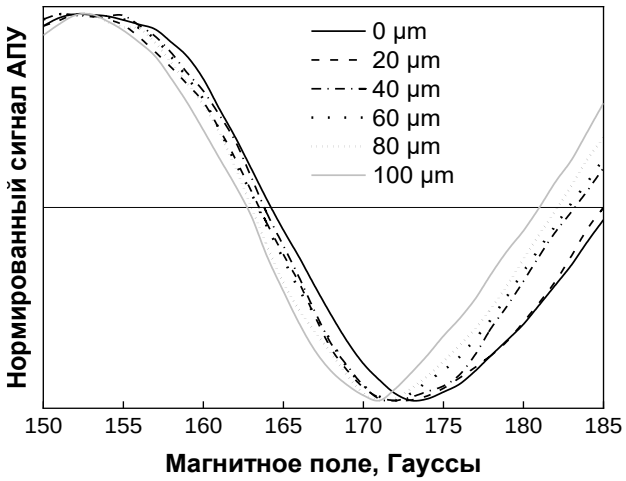


Рис. 2. Семейство спектров АПУ ВС V2 политипа 4H для точек, удаленных на различные расстояния от нагревателя

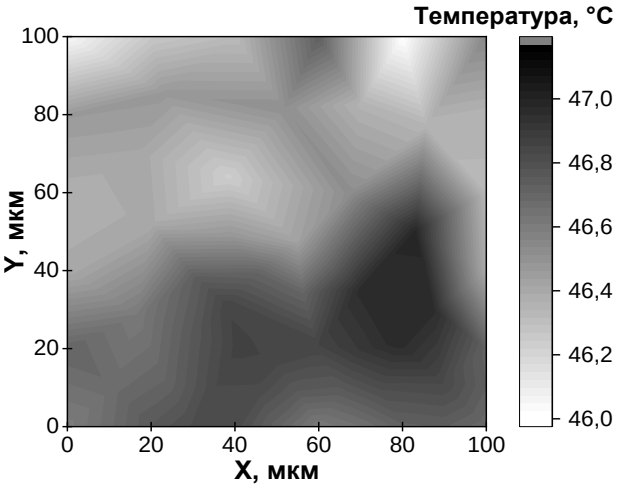


Рис. 3. Температурная карта положения линии АПУ ВС V2 политипа 4H

Было продемонстрировано изменение положения линии АПУ при удалении от нагревателя. Данный эксперимент был переложен на двумерный случай: изменение координаты по двум осям позволило построить карту (рис. 3), отражающую перепад температуры по поверхности от нагревателя (нижняя сторона) к холодильнику (верхняя сторона).

Выводы

Впервые были проведены измерения зависимостей при температурах выше комнатной. Сравнение чувствительности положения линии к температуре кристалла для различных политипов позволяет заключить, что оптимальными являются гексагональные политипы 4H и 6H. В свою очередь кристалл политипа 21R показывает немонотонную или очень слабую зависимость положения линии от температуры. Вместе с тем, 4H обладает наименьшим из всех политипов числом центров, что исключает дополнительную ошибку в потенциальном автоматизированном измерении, обеспечивая локальное измерение температуры в высоком диапазоне значений с микронной точностью.

Финансирование

Исследование выполнено при поддержке гранта Российского научного фонда № 23-12-00152, https://rscf.ru/project/23-12-00152/.

Литература

1. A. N. Anisimov et al. High-temperature spin manipulation on color centers in rhombic silicon carbide polytype 21R-SiC // JETP Letters. 2020. V. 112. P. 774–779.

2. G. D. Fuchs et al. Excited-state spectroscopy using single spin manipulation in diamond // Physical review letters. 2008. V. 101, no. 11. P. 117601.

Исследование волноводного сверхпроводникового детектора с разрешением по числу фотонов

И. О. Венедиктов[1,2,*], В. В. Ковалюк[1,2], П. П. Ан[2,3], Е. Д. Шевелева[1,4], Э. М. Баева[1,3], А. Д. Голиков[2,3], С. С. Святодух[1,3], Г. Н. Гольцман[1,4]

[1]Национальный исследовательский университет «Высшая школа экономики», Покровский бульвар, 11, Москва, 109028
[2]Университет науки и технологий МИСИС, Ленинский пр., 4, стр. 1, Москва, 119049
[3]Московский педагогический государственный университет, ул. Малая Пироговская, 1, стр. 1, Москва, 119991
[4]Российский квантовый центр, Большой бульвар, 30, стр. 1, Москва, 121205
*ilia1999ven@gmail.com

В работе предложен волноводный сверхпроводниковый однофотонный детектор с разрешением по числу фотонов на платформе нитрида кремния для длины волны 914 нм. Принцип детектора основан на пространственно-временном мультиплексировании в микрополосковой линии. На основании разработанного дизайна детектор был изготовлен, и измерен его критический ток и температура. Результаты исследования имеют потенциал для использования при создании масштабируемых схем квантовой оптики на чипе.

Введение

Сверхпроводниковый однофотонный детектор с разрешением по числу фотонов необходим для различных приложений, таких как квантовые вычисления, метрология, анализ статистики источников излучения. Существуют различные подходы к созданию PNR (англ. Photon Number Resolution) детекторов. Сверхпроводящие детекторы на переходе (англ. Transition Edge Sensor, TES) [1] и микроволновые детекторы на кинетической индуктивности (англ. Microwave Kinetic Inductance Detector, MKID) [2] продемонстрировали способность определять количество фотонов при низких темновых отсчетах, но их быстродействие в основном ограничено низкой скоростью счета (<1 МГц), высоким джиттером (~ 1 нс) и низкой рабочей температурой (~ 100 мК). Сверхпроводниковые однофотонные детекторы (англ. Superconducting Nanowire Single Photon Detector, SNSPD) имеют высокую эффективность (>98%) [3, 4], гигагерцовую скорость счета [5], временное разрешение пикосекундного уровня [6], субгерцовый темновой шум [7] и высокую рабочую температуру (2–4 К). Однако основным недостатком SNSPD является его ограниченная способность определять количество фотонов. Как правило, для реализации PNR SNSPD используются массивы одиночных SSPD, соединенные последовательно или параллельно через резисторы. Однако с увеличением числа регистрируемых фотонов разрешение выходного напряжения, пропорционального числу фотонов, значительно ухудшается из-за уменьшения отношения сигнал/шум, что ограничивает дальнейшее масштабирование. В работе [8] описывается новый подход к построению PNR-SNSPD на волноводе, использующий гибридную схему с пространственно-временным мультиплексированием, который позволяет различать количество фотонов в импульсе и пространственное положение места поглощения фотонов. В данной работе мы демонстрируем PNR-SNSPD на волноводе, использующий микрополосковую линию для разрешения числа фотонов в импульсе света, распространяющегося по волноводу из нитрида кремния.

Описание устройства

Изучаемые устройства были изготовлены на подложке из Si_3N_4, покрытой слоем NbN. Толщина кремниевой подложки 525 мкм, толщина слоя SiO_2 2,5 мкм, толщина волноводного слоя Si_3N_4 220 нм и толщина NbN около 5 нм. Для формирования земляного контакта микрополосковой линии чип был покрыт слоем оксида кремния толщиной 200 нм и слоем золота толщиной 300 нм, а для согласования импедансов детектора с измерительной электроникой использовался трансформатор импедансов в виде тейперов Клопфенштейна. Типичное устройство (рис. 1) состояло из Y-светоделителя, двух дифракционных фокусирующих решеток для ввода излучения. Входной порт светоделителя использовался для ввода излучения в структуру, выходной порт 1 – для ввода излучения на массив детекторов, выходной порт 2 – в качестве калибровочного. Коэффициент деления Y-делителей предварительно измерялся на калибровочных структурах, изготовленных на том же самом чипе. Массив детекторов представлял собой нанополоски NbN шириной 300 нм, лежащие поперек волновода на кросс-волноводах и соединенные последовательно через линии задержки. При прохождении фотона через активную часть детектора с некоторой вероятностью происходит его поглощение, что порождает 2 импульса напряжения – отрицательный и положительный, которые распространяются в противоположных направлениях сначала через линии задержки, а затем через линии согласования. Из-за наличия линии задержек отрицательный и положительный импульсы с разных мест детектора будут иметь уникальное время задержки, что позволит определить место срабатывания детектора. Помимо этого, чтобы уменьшить вероятность многофотонных срабатываний, снижающих многофотонную эффективность детектора, места пересечения имеют малый размер, что приводит к малой вероятности поглощения одиночного фотона и, соответственно, к экспоненциальному убыванию многофотонного поглощения. При этом, чтобы суммарная эффективность всей системы была высокой, число пересечений нанополоски NbN с волноводом сделано достаточно большим, чтобы общее поглощение было близко к 1. Таким образом реализуется схема, когда все фотоны в импульсе будут поглощены преимущественно через однофотонные события, позволяя разрешить число фотонов в импульсе по количеству срабатываний.

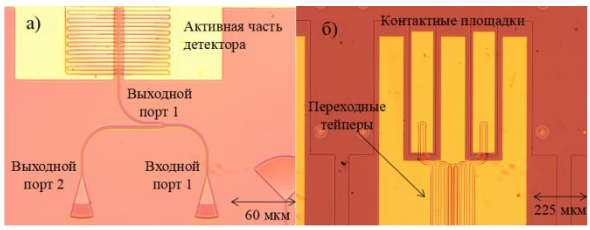


Рис. 1. Микрофотографии изготовленного детектора

Методика измерений

При измерении макет с образцом опускался в сосуд Дьюара с жидким гелием. На макете был расположен датчик температуры и электрические выходы для подачи тока на образец. Измерения сопротивления производились при токе 50 нА, а вольт-амперных характеристик (ВАХ) – по квазичетырехточечной схеме. Образец смещался источником Yokogawa GS200 в режиме стабилизации по току с измерением вольтметром Keysight 34461A.

Результаты

В работе были промерены зависимости сопротивления от температуры и ВАХ для детектора при температуре жидкого гелия 4,2 К. Полученные данные изображены на рис. 2.

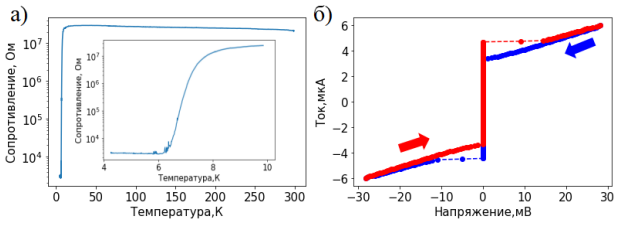


Рис. 2. Зависимость $R(T)$ детектора (*а*), ВАХ в прямом (красный цвет) и обратном (синий цвет) направлении (*б*)

Из графиков видно, что критическая температура изготовленного детектора составила 8 К, а критический ток 4 мкА.

Заключение

В данной работе предложен PNR-SNSPD в виде микрополосковой линии на волноводе из Si_3N_4, описана конструкция и принцип действия детектора, а также измерены зависимости $R(T)$ и ВАХ-детектора. Значение критического тока при T = 4,2 К составило I_c = 4 мкА, а критической температуры T_c = 8 К. Дальнейшая работа будет посвящена измерению эффективности однофотонных и многофотонных событий предложенного детектора.

Финансирование

Работа поддержана ГК «Росатом» в рамках Дорожной карты по квантовым вычислениям (Договор № 868-1.3-15/15-2021 от 05.10.2021 и Договоры № Р2178, Р2179 и Р2362).

Литература

1. A. J. Miller et al. Demonstration of a low-noise near-infrared photon counter with multiphoton discrimination // Applied Physics Letters. 2003. V. 83, no. 4. P. 791–793.

2. W. Guo et al. Counting near infrared photons with microwave kinetic inductance detectors // Applied Physics Letters. 2017. V. 110, no. 21. P. 212601.

3. D. V. Reddy et al. Superconducting nanowire single-photon detectors with 98% system detection efficiency at 1550 nm // Optica. 2020. V. 7, no. 12. P. 1649–1653.

4. J. Chang et al. Detecting telecom single photons with 99.5− 2.07+ 0.5% system detection efficiency and high time resolution // APL Photonics. 2021. V. 6, no. 3. P. 036114.

5. W. Zhang et al. A 16-pixel interleaved superconducting nanowire single-photon detector array with a maximum count rate exceeding 1.5 GHz // IEEE Transactions on Applied Superconductivity. 2019. V. 29, no. 5. P. 1–4.

6. B. Korzh et al. Demonstration of sub-3 ps temporal resolution with a superconducting nanowire single-photon detector // Nature Photonics. 2020. V. 14, no. 4. P. 250–255.

7. H. Shibata et al. Ultimate low system dark-count rate for superconducting nanowire single-photon detector // Optics letters. 2015. V. 40, no. 14. P. 3428–3431.

8. R. Cheng, Y. Zhou, S. Wang, et al. A 100-pixel photon-number-resolving detector unveiling photon statistics // Nat. Photon. V. 17. P. 112–119. (2023). https://doi.org/10.1038/s41566-022-01119-.

Создание планарной технологии сверхпроводниковых однофотонных детекторов на основе NbN, сопряженных с оптическими волноводами

Н. А. Вовк[1,3,*], М. В. Шибалов[1], А. М. Мумляков[1], Ю. П. Корнеева[1], И. М. Ашарчук[1], К. В. Смирнов[3], М. А. Тархов[1,2]

[1]Институт нанотехнологий и микроэлектроники РАН, ул. Нагатинская 16(а), стр. 11, Москва, 115487
[2]НИУ Московский энергетический институт, ул. Красноказарменная, 14, стр. 1, Москва, 111250
[3]НИУ «Высшая школа экономики», ул. Мясницкая, 20, Москва, 101000
*vovkolg2011@gmail.com

В данной работе представлена технология создания сверхпроводникового однофотонного детектора, интегрированного в планарный волновод из SiN_x. В работе теоретически было показано, что толщина верхнего буферного слоя планарного волновода существенно влияет на поглощение эванисцентной моды сверхпроводниковой полоской. Моделирование показывает, что при уменьшении толщины кора планарного волновода снижается технологический допуск к толщине верхнего буферного слоя и длине детектора различной топологии при сохранении высокой эффективности детектирования. Разработана планарная технология создания волноводных структур с интегрированными сверхпроводниковыми однофотонными детекторами сформированных из нитрид-ниобиевых пленок, осажденных методом PEALD с предварительным процессом планаризации. Так же в разработанной технологии предлагается новый метод согласования телекоммуникационного волокна с устройством ввода излучения в планарный волновод, выполненного в виде дифракционной решетки. А в качестве эффективного соединения волокно-волновод используется трехмерная структура из полимера, интегрированная в решетчатый элемент связи.

Введение

Развитие фотоники и квантовых технологий вызывает все больший интерес у ученых и технологов с целью создания квантовых фотонных интегральных схем (ФИС). Инновационные девайсы, которые используют преимущества квантовых технологий для обработки и передачи информации с использованием фотонов, могут использоваться в квантовых вычислениях для реализации операций с кубитами, передачи информации по квантовому каналу связи, как квантовые сенсоры. В качестве элемента ФИС, способного к обнаружению и измерению оптического излучения, в волноводные схемы интегрируют сверхпроводниковые однофотонные детекторы (SNSPD) [1]. SNSPD демонстрирует высокую скорость оптического считывания, определение количества фотонов с высокой точностью, малое количество темновых отсчетов, высокую масштабируемость и высокое временное разрешение. Интеграция SNSPD в фотонные интегральные схемы увеличивает чувствительность самого детектора, что позволяет обнаруживать слабые сигналы, снижает потери при согласовании и передаче энергии между элементами источник–волновод–детектор, обеспечивает компактность и удобство в использовании такой системы в рамках одного чипа [2].

В данной работе используется 4-дюймовая Si-подложка с термическим SiO_2 толщиной 4 мкм в качестве нижнего буферного слоя. Волновод и фокусирующий решетчатый элемент связи формируются методом плазмохимического травления слоя SiN_x, осажденного методом PECVD, с геометрией поперечного сечения волновода 1,5×0,24 мкм. Данный материал обладает низкими потерями вблизи телекоммуникационных длин волн и имеет контраст с бufферным слоем из SiO_2, осажденным методом PECVD. Для создания планарной поверхности верхнего буферного слоя из SiO_2 использовалась установка химико-механической планаризации. В качестве материала детектора используется PEALD NbN-пленка толщиной 5 нм. Контакты к детектору формируются из Al толщиной 100 нм, осажденного электронно-лучевым методом. Методом двухфотонной полимеризации изготовлена трехмерная структура коннектора для оптического волокна из полимера на Ti-площадке толщиной 100 нм, используемой в качестве адгезионного слоя.

Моделирование одномодового режима работы волновода, окруженного буферным слоем, позволяет численно оценить расстояние и амплитуду выхода эванесцентного поля в буферном слое, что и определяет степень поглощения и эффективность детектирования однофотонного сверхпроводящего детектора. В зависимости от выбора толщины волновода можно как локализовать мощность излучения в пределах сердцевины при большой толщине волновода в одномодовом режиме, так и увеличить выход эванесцентной волны в буферный слой с уменьшением толщины волновода и, как следствие, уменьшением эффективного показателя преломления. При увеличении интенсивности эванесцентной волны возрастает и взаимодействие поля с металлической пленкой, увеличивается вероятность поглощения поля и эффективная передача энергии. После определения оптимальных геометрических размеров волновода моделируется влияние толщины буферного слоя на эффективность поглощения пленкой NbN различной длины и топологии.

Результаты

Как показано на рис. 1, при ширине волновода 1,5 мкм и высоте волновода 200 нм большая часть интенсивности электромагнитного поля выходит за предел волновода и на границе раздела двух материалов значение интенсивности равняется 87% от максимума, а для волновода высотой 1,5 мкм на границе раздела двух материалов значение интенсивности равняется 35% от максимума.

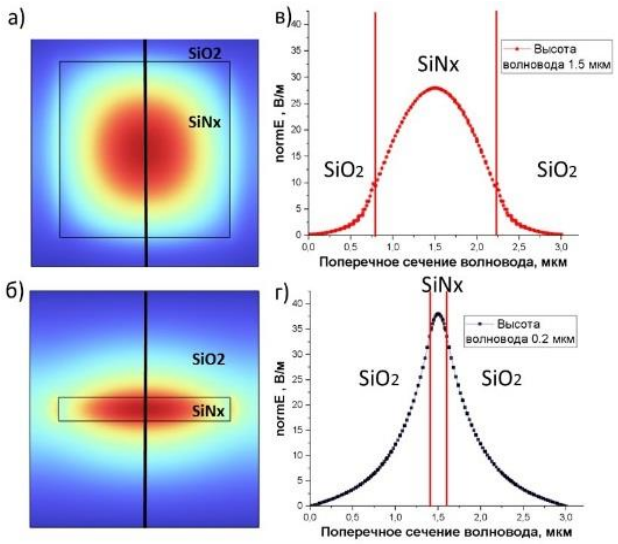


Рис. 1. Оценка выхода эванесцентной волны из волновода из SiN_x в буферный слой из SiO_2. Распределение электрического поля в волноводе с геометрией поперечного сечения 1,5×1,5 мкм (*а*), 1,5×0,2 мкм (*б*). Нормальная составляющая интенсивности электрического поля в поперечном сечении волновода при высоте волновода 1,5 мкм (*в*) и 0,2 мкм (*г*)

На рис. 2 представлен результат моделирования длины сверхпроводящей полоски от толщины верхнего слоя оксида кремния (верхнего кладдинга) при условии полного поглощения входного электромагнитного излучения в сверхпроводящей полоске.

Выводы

Обозначен критерий выбора геометрии волновода для эффективного поглощения излучения детектором. В работе продемонстрирована зависимость поглощения моды волновода сверхпроводниковой NbN-полоской различной топологии от толщины буферного слоя волновода после технологической операции

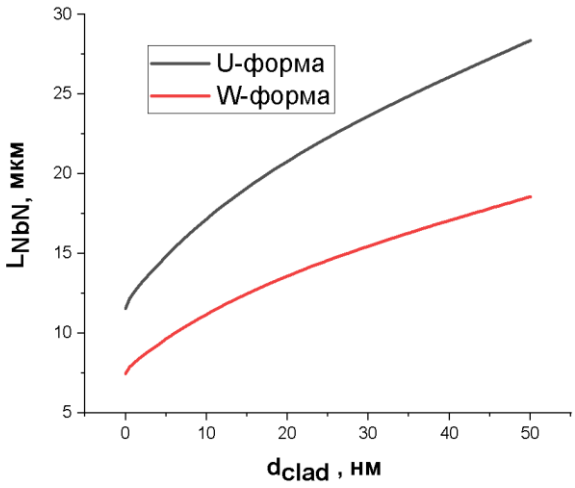


Рис. 2. График зависимости длины полосок NbN-детектора различной топологии, обеспечивающих полное поглощение излучения волновода, размерами 1,5×0,24 мкм, от толщины верхнего буферного слоя

планаризации. Впервые продемонстрирована планарная технология интеграции однофотонного детектора в волновод и интеграция трехмерной структуры из полимера в решетчатый элемент связи для эффективного соединения волокно-волновод.

Финансирование

Работа выполнена при поддержке проекта № 122040800157-8 Министерства образования и науки РФ.

Литература

1. C. Natarajan, M. Tanner, and R. Hadfield // Supercond. Sci. Technol. 2012. V. 25(6). P. 1–16.
2. S. Ferrari, C. Schuck, and W. Pernice // Nanophotonics. 2018. V. 7(11). P. 1725–1758.

Электроника для прецизионных криогенных измерений

Д. И. Вольхин*, И. Л. Новиков, А. Г. Вострецов

Новосибирский государственный технический университет, пр. К. Маркса, 20, Новосибирск, 630073
*d.i.volkhin@mail.ru

В работе представлены результаты проектирования, изготовления и измерения параметров образцов электроники, предназначеной для проведения экспериментов в области сверхпроводящих квантовых цепей. Показаны образцы криогенного полупроводникового малошумящего СВЧ-усилителя, криогенного порошкового RC-фильтра и полупроводникового малошумящего дифференциального усилителя постоянного тока.

Введение

При создании и исследовании сверхпроводниковых квантовых устройств необходимо обеспечить их сопряжение с системами измерения и детектирования, работающими при комнатной температуре. Учитывая, что рабочая температура указанных устройств достигает десятков милликельвин, а уровни сигналов на их выходах – не более нескольких фемтоватт, возникает потребность в создании специальной измерительной электроники, необходимой для проведения экспериментов в области сверхпроводящих квантовых цепей [1–4].

Лабораторией квантовой криогенной электроники разработаны образцы электронных устройств, предназначенные для работы в составе измерительных установок на основе рефрижераторов растворения: криогенного полупроводникового малошумящего СВЧ-усилителя, криогенного порошкового RC-фильтра и полупроводникового малошумящего дифференциального усилителя постоянного тока, работающего при комнатной температуре.

Результаты

Криогенный полупроводниковый малошумящий СВЧ-усилитель на базе SiGe транзисторов, работающий в диапазоне частот 3–5 ГГц, с коэффициентом усиления более 30 дБ, значением эквивалентной шумовой температуры менее 5 К в полосе рабочих частот и потребляемой мощностью менее 20 мВт.

Представляет собой СВЧ-модуль в латунном корпусе с сигнальными разъемами типа SMA и разъемом питания Micro-D, рис. 1. Усилитель изготовлен по печатной технологии на коммерчески доступных компонентах, проверенных в работе при сверхнизких температурах. В корпусе усилителя выполнены крепежные отверстия для инсталяции в экспериментальной измерительной установке.

В состав комплекта усилителя входит источник регулируемого напряжения, подключаемый к линиям постоянного тока рефрижератора и предназначенный для питания СВЧ-усилителя. Источник отображает потребляемый ток и выходное напряжение, позволяет регулировать и запоминать его значение.

Применение таких усилителей необходимо при измерении и регистрации сигналов на выходе квантовых микроволновых цепей, таких как сверхпроводниковые кубиты, детекторы одиночных фотонов на основе сверхпроводниковых металлических пленок и туннельных контактов Джозефсона.

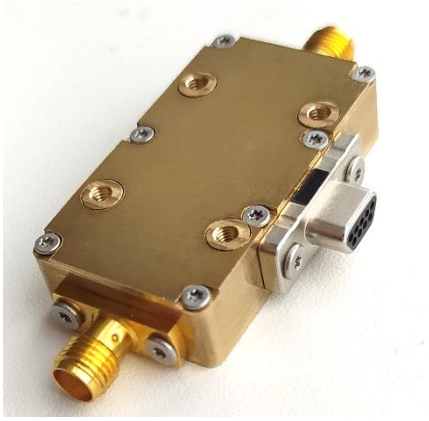


Рис. 1. Конструкция криогенного полупроводникового малошумящего СВЧ-усилителя. Габаритные размеры 40×22××10,5 мм (без учета разъемов)

На рис. 2 представлены коэффициент усиления и эквивалентная шумовая температура.

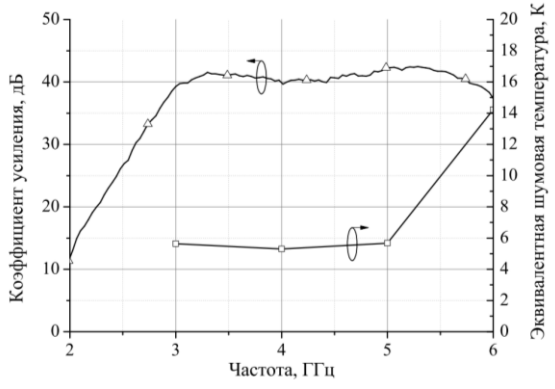


Рис. 2. Зависимости коэффициента усиления и эквивалентной шумовой температуры от частоты при температуре 4 К

Криогенный порошковый RC-фильтр DC-линий ввода-вывода рефрижераторов растворения. Для обеспечения предельно малой величины шумового сигнала фильтры, установленные в измерительную систему, должны иметь при низкой температуре незначительные прямые потери и значительное ослабление в полосе заграждения, что эффективно обеспечивается порошковыми фильтрами. Они предназначены для фильтрации линий питания различных сверхпроводниковых устройств, чувствительных к помехам и шумам, а также выполняют функцию термализации линий.

На рисунках 3 и 4 представлены изображения конструкции и характеристики коэффициента передачи фильтра в широкой полосе частот.

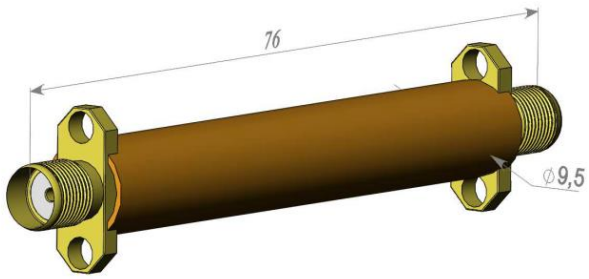


Рис. 3. Конструкция
низкочастотного порошкового RC-фильтра

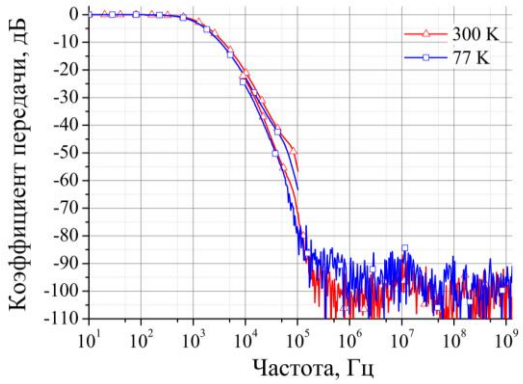


Рис. 4. Зависимость коэффициента передачи от частоты при температурах 300 К и 77 К

Полупроводниковый малошумящий дифференциальный усилитель постоянного тока на базе кремниевых полевых транзисторов с высоким входным сопротивлением, более 100 МОм, спектральной плотностью шума напряжения и тока менее 2 нВ/Гц$^{1/2}$ и менее 3 фА/Гц$^{1/2}$ соответственно.



Рис. 5. Конструкция полупроводникового малошумящего дифференциального усилителя постоянного тока (фото)

Данный усилитель предназначен для прецизионных измерений высокоомных образцов, таких как болометры, сенсоры на основе полимерных композитных материалов и др. На рис. 5 представлено изображение конструкции усилителя. На рис. 6 показаны зависимости спектральной плотности шума напряжения и шума тока от частоты.

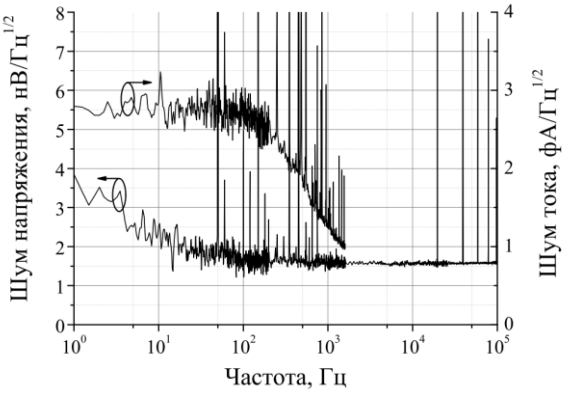


Рис. 6. Зависимости спектральной плотности шума напряжения и шума тока от частоты при температуре 300 К

Выводы

Разработанные образцы могут быть интересны научным лабораториям, занимающимся исследованиями в области сверхпроводниковых квантовых структур.

Финансирование

Работа выполнена при финансовой поддержке Министерства науки и высшего образования Российской Федерации (проект № FSUN-2023-0007).

Литература

1. J. Clarke, F. Wilhelm // Nature. 2008. V. 453. P. 1031–1042.

2. G. Oelsner, C. K. Andersen, M. Rehák, M. Schmelz, S. Anders, M. Grajcar, U. Hübner, K. Mølmer, and E. Il'ichev // Phys. Rev. Applied. 2017. V. 7. Art. 014012.

3. L. S. Kuzmin, A. L. Pankratov, A. V. Gordeeva, et al. // Commun Phys. 2019. V. 2. P. 104.

4. A. Lukashenko, A. Ustinov // The Review of scientific instruments. 2008. V. 79. Art. 014701.

Разработка микро-опто-электромеханического модулятора для криогенных применений

В. С. Галанова[1,2,*], А. Д. Голиков[3], С. С. Святодух[2], В. В. Ковалюк[1,2], Г. Н. Гольцман[2,4]

[1]Лаборатория фотонных газовых сенсоров, Университет науки и технологий МИСИС, пр. Ленинский, 4, стр. 1, Москва, 119049
[2]НИУ «Высшая школа экономики», ул. Мясницкая, 20, Москва, 101000
[3]Московский педагогический государственный университет, ул. Малая Пироговская, 1, стр. 1, Москва, 119435
[4]Российский квантовый центр, Инновационный центр «Сколково», Большой бульвар, 30, стр. 1, Москва, 121205
*galanova.vs@misis.ru

В работе представлены результаты численного моделирования перемещения электродов под действием электростатических сил, а также исследование зависимости показателя преломления слотового волновода от ширины сердцевины. На основе результатов численного моделирования был разработан технологический процесс изготовления структуры модулятора методами электронной литографии, термического напыления и плазмохимического травления.

Введение

Исследования в области квантовых вычислений и квантовой информации показали, что использование квантовых эффектов может значительно повысить производительность вычислительных систем при решении определенных задач в области статистики, вычислений и связи. Первые схемы для реализации квантовых вычислений были громоздкими и состояли из большого числа объемных компонентов, что делало невозможным их применение в масштабируемых приложениях. В свою очередь, стремление к миниатюризации привело к разрабатываемым в настоящее время квантово-оптическим интегральным микросхемам. Такие схемы состоят из перестраиваемых волноводных схем, необходимых для реализации логических операций, интегрированных однофотонных источников и детекторов одиночных фотонов.

Логические операции в таком случае реализуются посредством управления оптическим путем фотонов и с помощью интегрированных активных оптических компонентов. Широко распространенные в настоящее время термооптические модуляторы вносят перекрестные тепловые помехи, требуют больших затрат энергии и малоэффективны при криогенных температурах работы [1]. В качестве альтернативы выступают электрооптические модуляторы, которые обладают высокой относительной эффективностью и частотой модуляции [2, 3]. Однако характерная длина активной зоны составляет тысячи микрометров, что делает затруднительным использование таких модуляторов в масштабируемых приложениях.

Использование микро-опто-электромеханического модулятора позволяет минимизировать занимаемую площадь без уменьшения относительной эффективности устройства. В работе [5] был продемонстрирован МОЭМС-модулятор на основе интерферометра Маха – Цендера, с вносимыми потерями менее 0,5 дБ и длиной рабочего участка 210 мкм. Модуляция оптического излучения может производиться посредством пьезоэлектрических, электротермических и электростатических сил [4].

В данной работе рассматривается численное моделирование активной части МОЭМС-модулятора, а также разработанный технологический процесс, в котором рабочий участок формируется селективным травлением оксида кремния в плавиковой кислоте.

Моделирование

Активная зона разрабатываемого модулятора представляет собой подвешенный слотовый волновод с сердцевиной из материала с меньшим показателем преломления, нежели оболочка. Для выбора оптимальной конфигурации было проведено моделирование распределения электрического поля в поперечном сечении волновода численным методом конечных элементов в программе COMSOL Multiphysics.

Модель поперечного сечения состоит из окруженной воздухом нитрид-кремниевой оболочки волновода с показателем преломления 1,979 на длине волны 1550 нм. Ширина сердцевины волновода (d) при моделировании изменялась от 0 до 400 нм. На рис. 1 приведены результаты численного моделирования поперечного сечения слотового волновода. Эффективный показатель преломления сильно зависит от ширины сердцевины, следовательно, управляя данным параметром, можно управлять длиной оптического пути и таким образом модулировать свет.

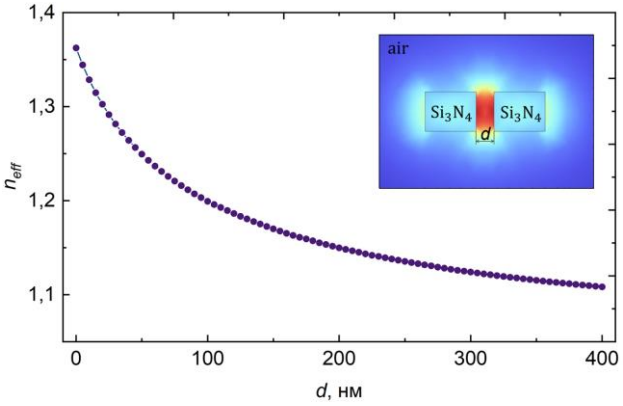


Рис. 1. Моделирование поперечного сечения слотового волновода: *а* – распределение электрического поля (d = = 150 нм), *б* – зависимость эффективного показателя преломления слотового волновода от ширины сердцевины

Используя монолитную конструкцию, в которой золотой электрод соединен со слотовым волноводом при помощи мостика из нитрида кремния, можно менять ширину сердцевины волновода путем регулирования прикладываемого напряжения.

Моделирование смещения элементов конструкции в зависимости от приложенного напряжения было также выполнено в COMSOL Multiphysics. Для этого была создана трехмерная модель, состоящая из

золотого контакта на подслое из титана, расположенного на тонкой пленке Si_3N_4, мостика и слотового волновода из Si_3N_4. Ширина волноводов и электрода равна 425 нм, ширина сердцевины равна 150 нм. В данной модели плоские электроды образуют электрический конденсатор. При приложении напряжения на электроды начинает действовать пондеромоторная сила, пропорциональная квадрату напряжения и обратно пропорциональная расстоянию между электродами. Управляя напряжением, можно регулировать величину пондеромоторной силы и, как следствие, амплитуду смещения подвижного электрода и соединенного с ним мостиком волновода. При моделировании варьировалось прикладываемое напряжение в диапазоне от 1 до 20 В. На рис. 2 представлены результаты численного моделирования.

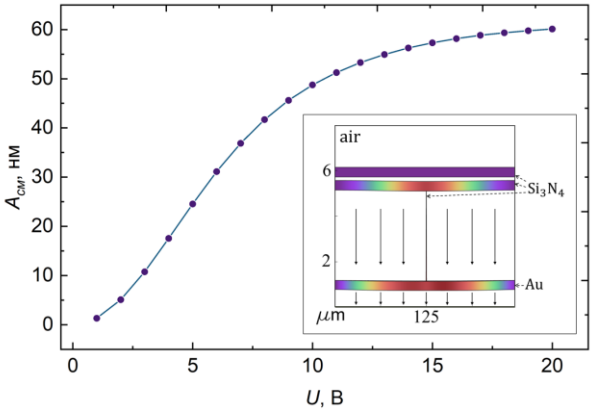


Рис. 2. Моделирование смещения электрода: *а* – распределение величины смещения, *б* – зависимость амплитуды смещения от приложенного напряжения

Совмещение разработанной численной модели с модулем волновой оптики позволит найти распределение электрического поля после изменения физических границ волновода, эффективный показатель преломления и оценить эффективность модуляции оптического излучения.

Технологический процесс

Для изготовления структур была использована кремниевая подложка, покрытая слоями оксида и нитрида кремния. Первым этапом формируются контактные площадки и знаки совмещения методами электронной литографии и термического напыления. Волноводный слой формируется путем экспонирования негативного электронного резиста электронным пучком и плазмохимическим травлением нитрида кремния в атмосфере аргона (Ar) и фтороформа (CHF_3).

Наибольшую сложность с точки зрения технологического процесса представляет формируемый жидкостным травлением SiO_2 в растворе плавиковой кислоты подвешенный рабочий участок модулятора, так как такие микроструктуры являются наиболее хрупкими элементами интегральной схемы.

На рис. 3 показан подвешенный волновод из нитрида кремния, изготовленный по данному технологическому процессу.

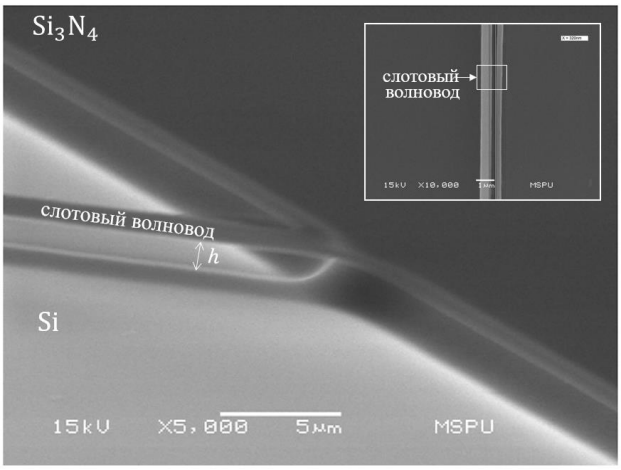


Рис. 3. Электронная микрофотография подвешенного волновода из нитрида кремния: h – высота стравленного оксида кремния. На вставке – вид сверху

Выводы

Микро-опто-электромеханический модулятор является перспективной альтернативой электрооптическим модуляторам в криогенных приложениях, в которых предъявляются жесткие требования к размерам устройств. Однако изготовление таких модуляторов является сложной технологической задачей из-за наличия дополнительных этапов, необходимых для формирования активного участка МОЭМС-модулятора.

Дальнейшая работа связана с изготовлением устройств как в виде интерферометра Маха-Цендера, так и кольцевого микрорезонатора на основе разработанного технологического маршрута.

Финансирование

Работы выполнены при поддержке Министерства науки и высшего образования Российской Федерации FSME-2022-0008 (изготовление), а также Российского научного фонда № 23-79-00056 (численное моделирование).

Литература

1. S. Liu et al. Thermo-optic phase shifters based on silicon-on-insulator platform: State-of-the-art and a review // Frontiers of Optoelectronics. 2022. V. 15, no. 1. P. 9.

2. C. Wang et al. Nanophotonic lithium niobate electro-optic modulators // Optics express. 2018. V. 26, no. 2. P. 1547–1555.

3. S. Miller et al. Electro-optic effect in silicon nitride // CLEO: Science and Innovations. Optica Publishing Group. 2015. P. SF1G. 4.

4. C. Errando-Herranz et al. MEMS for photonic integrated circuits // IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics. 2019. V. 26, no. 2. P. 1–16.

5. T. Grottke et al. Optoelectromechanical phase shifter with low insertion loss and a 13π tuning range // Optics Express. 2021. V. 29, no. 4. P. 5525–5537.

Молибденовые низкоомные тонкопленочные резисторы для квантовых приборов

Ю. П. Корнеева[1,*], М. А. Дрязгов[1], Н. В. Порохов[1,2], Н. Н. Осипов[1], М. И. Красильников[1], А. А. Корнеев[1,3], М. А. Тархов[1,2]

[1]Институт нанотехнологий микроэлектроники РАН, ул. Нагатинская, 16а, корп. 11, Москва, 115487
[2]НИУ Московский Энергетический Институт, вн. тер. г. муниципальный округ Лефортово, ул. Красноказарменная, 14, стр. 1, Москва, 111250
[3]НИУ «Высшая школа экономики», ул. Мясницкая, 20, Москва, 101000
*korneea_yuliya@mail.ru

В работе представлены результаты исследования молибденовых резисторов, работающих при гелиевых температурах, имеющих контактное сопротивление со сверхпроводниковой тонкой пленкой NbN менее 1 Ома. Уменьшение сопротивления достигается использованием ионной активации энергией 1,5 кВ и добавлением алюминиевого слоя поверх контактов Mo/NbN (бандажа).

Введение

Криогенные тонкопленочные резисторы являются необходимыми компонентами различных сверхпроводящих интегральных схем. Так, в схемах RSFQ (Rapid Single Flux Quantum – быстрая одноквантовая логика) и сверхпроводниковых квантовых процессорах резисторы нужны для шунтирования джозефсоновских переходов, а также для изготовления RC-фильтров. В сверхпроводниковых детекторах фотонов SSPD [1, 2] резисторы обеспечивают согласование импеданса с СВЧ-линией съема сигнала, а также самопроизвольное восстановление сверхпроводимости в детекторе после поглощения фотона. Во многих применениях требуются резисторы с номиналами всего несколько Ом. Для воспроизводимого изготовления таких резисторов критична величина сопротивления границы сверхпроводник / нормальный металл [3, 4].

Для изготовления криогенных тонкопленочных резисторов применяются материалы двух категорий: металлы Mo, Ta, Pd или металлические сплавы, такие как NiCr. Наиболее распространенным и гибким методом осаждения резистивных материалов является реактивное магнетронное распыление, при котором сопротивление можно регулировать параметрами распыления.

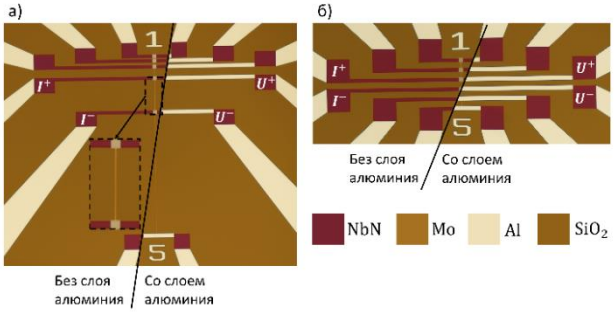


Рис. 1. Оптические фотографии исследуемых образцов без дополнительного слоя алюминия и с дополнительным слоем: *а* – 5 резисторов длиной от 1,5 до 100 мкм (на врезке: увеличенное изображение 4-го резистора длиной 50 мкм, метки I^+, I^-, U^+, U^- обозначают токовые и потенциальные контакты при измерении этого резистора четырехзондовым методом); *б* – образец из пяти одинаковых резисторов длиной 30 мкм с ожидаемым номиналом 50 Ом

Мы представляем результаты исследования технологии изготовления молибденовых резисторов к NbN-структурам, а также влияния технологических процессов на качество интерфейсов пленки резистора и сверхпроводниковой пленки NbN. Молибден как материал хорошо зарекомендовал себя для тонкопленочных резисторов в сверхпроводящих интегральных схемах таких коммерческих компаний как Northrop Grumman Space Technology (NGST) и HYPRES Inc. Для наших исследований он был выбран из-за хорошей воспроизводимости технологического процесса и низкого удельного сопротивления (20–25 мкОм·см) при толщине пленки несколько десятков нанометров (20–40 нм). Мы изготовили два типа структур: резисторы фиксированной ширины и различной длины (1) – это традиционная топология, позволяющая определять поверхностное сопротивление пленки резистора R_s и контактное сопротивление интерфейса R_0; и (2) по 5 резисторов одинакового размера для определения воспроизводимости номиналов изготавливаемых резисторов. Каждый тип резисторов изготавливался в двух вариантах: с непосредственным контактом Mo к пленке NbN и с дополнительным слоем алюминия, осажденным сверху в области контакта Mo/NbN для уменьшения контактного сопротивления.

Результаты

Исследуемые резисторы изготавливались методом взрывной литографии после магнетронного осаждения молибдена на низкоомную кремниевую подложку, предварительно оксидированную в кислородной плазме. Толщина молибдена варьировалась в диапазоне 20–40 нм, с соответствующим удельным сопротивлением 20–25 мкОм·см. Подконтактный сверхпроводящий слой формировался из пленки NbN толщиной 5–7 нм, полученной магнетронным осаждением [5] путем прямой литографии с дальнейшим плазмо-химическим травлением. Контакты для ультразвуковой разварки образца изготавливались взрывной фотолитографией после электронно-лучевого осаждения алюминия толщиной 150 нм. Для образцов с дополнительным слоем алюминия, уменьшающим контактное сопротивление Mo/NbN, этот слой изготавливался одновременно с контактами.

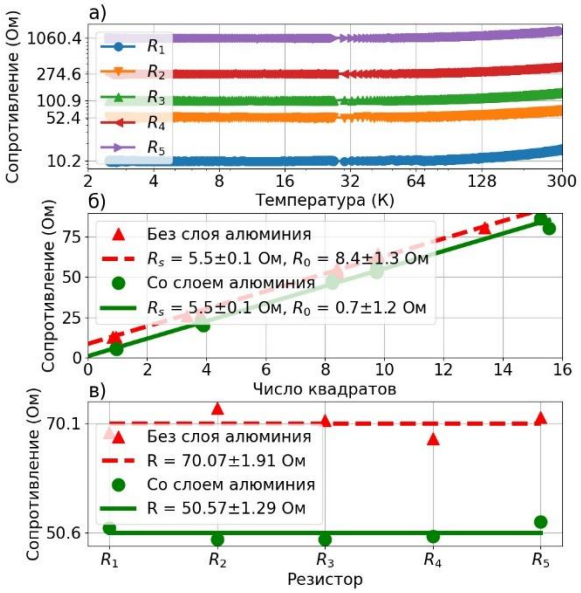


Рис. 2. Температурные зависимости сопротивлений резисторов различной длины с дополнительным слоем алюминия (*а*). Зависимость сопротивления от числа квадратов для резисторов без слоя алюминия (красные треугольники) и с дополнительным слоем алюминия (зеленые кружки) при температуре 2,5 К (*б*). Зависимость сопротивления пяти одинаковых резисторов без алюминия (треугольники) и с алюминием (кружки), изготовленных на одном чипе и измеренных при температуре 2,5 К (*в*)

Все резисторы изготавливались шириной 3 мкм и с контактными площадками 20×26 мкм. На рис. 1, *а* показана оптическая фотография чипа с резисторами переменной длины, на врезке – топология одного резистора. На рис. 1, *б* показан чип с резисторами одного номинала. В обоих случаях показаны как структуры без слоя алюминия (левые половины рисунков), так и с дополнительным слоем алюминия – бандажом (правые части рисунков).

Сопротивление изготовленных образцов измерялось четырехзондовым методом сначала при комнатной температуре, потом в криорефрижераторе Гиффорда – Макмагона при температуре T = 2,5 К. Температурные зависимости сопротивлений резисторов с дополнительным слоем алюминия приведены на рис. 2, *а*. Можно заметить, что к 50 К сопротивление резисторов падает примерно в 1,3 раза от значения при комнатной температуре и с дальнейшим понижением температуры практически не меняется.

Были получены зависимости сопротивления резисторов от числа квадратов для образцов с дополнительным слоем алюминия и без него, измеренные при температуре 2,5 К (рис. 2, *б*). Данные зависимости были аппроксимированы линейной функцией $R = R_0 + N{\cdot}R_s$, в которой коэффициент наклона прямой R_s имеет физический смысл погонного сопротивления (сопротивления квадрата пленки) молибдена, а свободное слагаемое R_0 имеет физический смысл остаточного сопротивления. В результате аппроксимации было получено значение R_s = 5,5 ± 0,1 Ом/квадрат. А значение остаточного сопротивления R_0 значительно зависит от наличия дополнительного слоя алюминия – его использование позволяет уменьшить остаточное сопротивление от R_0 = 8,4 ± 1,3 Ом до R_0 = = 0,7 ± 1,2 Ом.

Наконец, были измерены значения резисторов одинаковой топологии (рис. 1, *б*) с ожидаемым сопротивлением 50 Ом с дополнительным слоем алюминия и без него при температуре 2,5 К (рис. 2, *в*). Резисторы с дополнительным слоем алюминия демонстрируют близкое к ожидаемому сопротивление R = 50,57 ± 1,29 Ом, в то время как резисторы без слоя алюминия демонстрируют сопротивление больше ожидаемого R = 70,07 ± 1,91 Ом. Также стоит отметить, что использование дополнительного слоя алюминия (бандажа) уменьшает разброс значений номиналов резисторов на одном чипе.

Выводы

Была разработана технология изготовления тонкопленочных молибденовых резисторов, сопротивление которых слабо меняется с понижением температуры и практически не меняется ниже температуры 50 К. Использование дополнительного слоя алюминия (бандажа) поверх контактных площадок резисторов позволяет уменьшить контактное сопротивление до 0,7 ± 1,2 Ом. Разброс сопротивлений одинаковых резисторов номиналом 50 Ом составляет менее 1,5 Ом. Это позволяет использовать такие резисторы для квантовых приборов, например, в SSPD с микронной шириной полоски и в SSPD с разрешением числа фотонов.

Финансирование

Работа выполнена при поддержке проекта № 122040800157-8 Министерства образования и науки РФ.

Литература

1. G. N. Goltsman et al. // Appl. Phys. Lett. 2001. V. 79, no. 6. P. 705–707.

2. L. You et al. // Nanophotonics. 2020. V. 9, no. 9. P. 2673–2692.

3. G. G. E. Blonder, M. Tinkham, and T. M. Klapwijk // Phys. Rev. B. 1982. V. 25. P. 4515–4532.

4. Scott A. Manifold et al. // Carbon. 2021. V. 179. P. 13–19.

5. N. Porokhov et al. // Supercond. Science and Technology. 2021. V. 34, no. 11. P. 115016.

О запутанных электронах и фотонах в нанокристаллах антимонида индия

Н. Д. Жуков

ООО «НПП Волга», Саратов
ndzhukov@rambler.ru

Исследуется возможное явление запутанности состояний в условиях дебройлевского волнового процесса одноэлектронного транспорта в нанокристаллах антимонида индия. Проведен эксперимент с двумя выборками нанокристаллов из одной партии, подтверждающий взаимодействие, обусловленное, предположительно, состояниями электрон-фотонной запутанности.

В последние годы проявляется повышенный интерес к одному из предсказанных в первой трети прошлого века явлений – квантовой запутанности. За эксперименты с явлениями запутанности в 2022-м присуждена Нобелевская премия. Были проведены работы, благодаря которым квантовая запутанность из мысленного эксперимента стала физической реальностью. В виде запутанности квантовая механика предлагает ресурсы, отсутствующие в классических системах, и их использование может преодолеть ограничения традиционной передачи информации – сверхбыстрых вычислений, криптографии, информационной телепортации [1–3].

В большинстве экспериментов в качестве запутанных частиц используются фотоны. Однако формирование одиночных фотонов в реальном времени остается проблемой. Как правило, в работах используется поляризационный светоделитель, законы квантовой вероятности, статистической корреляции и аргумента запутанности с целью вычислений неравенств Белла [4].

В данном рассмотрении нами исследуется вариант получения запутанных одноэлектронного и однофотонного состояний в квантоворазмерном нанокристалле узкозонного полупроводника с самыми лучшими параметрами размерного квантования – антимонида индия.

Явление запутанности присуще состояниям электрона, передаваемым в свойствах излученным им фотоном. Электрон, как квантовомеханическая частица, постоянно находится в движении и излучает фотоны в зависимости от того, как он движется.

На рис. 1 фрагментарно отображены некоторые возможные варианты движения электрона в квантоворазмерном нанокристалле (QNC). Находясь в нанокристалле, электрон, в модели квантовой частицы, движется между его границами по атомным орбиталям, отображенных на рис. 1 большими окружностями.

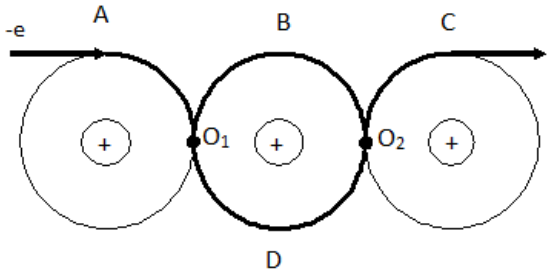


Рис. 1. Фрагментарное отображение вариантов движения электрона в атомной структуре нанокристалла

На этих орбиталях он квазисвободен и имеет спин. Возможны варианты его движения – A-B-C, A-D-C и некие другие, более сложные. Кроме того, плоскость движения может менять угол своего расположения. Все это и определяет запутанность состояний при движении электрона. Но, однако, резонансный характер движения определит выбор его пути в пользу минимальной по размеру кривой. То есть можно предположить, что он будет двигаться по кривой A-B-C.

Резонансный характер движения электрона в QNC обусловлен дебройлевским волновым процессом и отражениями волн от кристаллографических плоскостей и границ нанокристалла. Процесс транспорта является одноэлектронным с проявлениями квантовых проводимости и осцилляций, а электрон-фотонное взаимодействие и генерация – однофотонными [5, 6]. На определенных участках этого движения электрон испытывает торможение (точки O_1 и O_2), излучая фотон с определенными специфическими свойствами электромагнитной волны.

Физическая суть явления, на наш взгляд, в этом случае состоит в том, что электрон в нанокристалле, осциллируя резонансно во времени и пространстве, создает однофотонное (точнее, по-фотонное) излучение с жестко фиксированными параметрами (частота, поляризация, когерентность, фазовые соотношения и, возможно, что-то еще, зависимое, например, от состояния спина). Такое излучение, скорее всего, взаимодействует только с электроном в том же состоянии, что и излучивший, т. е. с точно таким же нанокристаллом. При этом неопределенность выразится в статистической разнице заданных технологически свойств нанокристалла и квантовомеханических состояний электрона в нем. Найти два абсолютно одинаковых нанокристалла если и возможно, то только статистически на большом количестве нанокристаллов случайной выборки. В этом случае должно проявиться взаимодействие двух одинаковых образцов, расположенных на некотором расстоянии друг от друга и лишенных всякого влияния очевидного характера – электрического и электромагнитного-волнового.

Такой эксперимент проведен нами на двух одинаковых зондовых сканирующих микроскопах NANOEDUCATOR. Сначала проводилось измерение ВАХ каждого образца при отдельном, а затем – при одновременном включении. На каждом из образцов выбирались 25–30 точек (нанокристаллов) в одинаковой зоне, измерялись ВАХ и проводился статистический анализ. На рис. 2 представлены типичные ВАХ

Таблица 1. Данные по изменениям ВАХ дистанционно взаимодействующих QNC-InSb

Измерения ВАХ двух одинаковых образцов по одиночке и вместе		Образец 1		Образец 2	
		одиночн.	вместе	одиночн.	вместе
К-во ВАХ-точек (QNC),		25	25	25	25
из них с сильно выраженными пичками		11	3	12	3
из них же вообще без пичков		4	11	4	11
Средние значения напряжения пичков на ВАХ, в скобках – количество образцов					
Интервалы на ВАХ:	0,5÷1 V	0,77 (6)	(2)	0,71 (5)	(0)
	1÷1,5 V	1,29 (10)	1,56 (8)	1,22 (10)	1,42 (8)
	1,5÷2 V	1,71 (5)	1,77 (6)	1,72 (6)	1,92 (6)

образцов NC-InSb без взаимодействия (кривые 1 и 2) и при их взаимодействии предполагаемым излучением (кривые 1* и 2*). ВАХ с проявлением резонанса (характерными резонансными пиками) существенно относительно сдвинуты (рис. 2, *a*). ВАХ без таковых качественно не изменились (рис. 2, *b*).

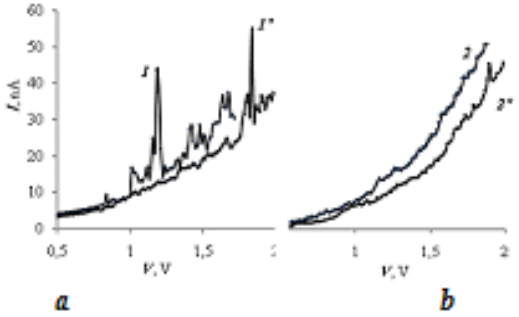


Рис. 2. Типичные ВАХ образцов NC-InSb без взаимодействия (*1* и *2*) и при взаимодействии предполагаемым излучением (*1** и *2**). *a* – ВАХ с характерными резонансными пиками, *b* – без таковых

Нами получены и исследованы статистические данные изменений ВАХ, из которых следует, что положения пиков (величины напряжения) существенно сдвинулись в сторону больших значений (табл. 1). По этой же причине и с учетом ограниченности интервала напряжения (не более 2 V) существенно выросла доля ВАХ без пиков.

Наблюдаемое явление мы объясняем тем, что в гамме нанокристаллов одной партии всегда найдутся абсолютно одинаковые по форме и размерам, излучающие одновременно абсолютно одинаковые фотоны, что может быть эквивалентно проявлению запутанности.

На самом деле, в нашем случае, возможно, это проявление не является квантовомеханической запутанностью. Но благодаря жестко параметрированному однофотонному излучению, взаимодействующему только с «родной» средой, возможно его проявление аналогично квантовой запутанности. То, что мы назвали жестким параметрированием, можно пояснить следующим образом.

Накальная лампочка излучает «хаотиный» свет, который можно охарактеризовать двумя параметрами: мощность и энергия. Излучение светодиода можно характеризовать еще и длиной волны. Излучение лазера – когерентностью, монохроматичностью, поляризацией и др.

Однофотонное излучение нанокристалла имеет все перечисленные параметры и кроме них, возможно, некие другие. Надо посмотреть на рис. 1 и представить себе состояние электрона в точках бифуркации O_1 и O_2, в которых на мгновение (почти нулевой временной интервал) скорость, видимо, равна нулю, вектор поля резко меняет направление. В квантовомеханической модели это явление обусловлено взаимодействием дебройлевской волны с атомными плоскостями. Временной интервал фотонного действия, при этом можно оценить величинами 10^{-14}–10^{-12} секунды, т. е. интервалом, за который «бьются» исследователи квантовой запутанности в экспериментах с лазерным излучением. Это упрощенное рассмотрение приводит к соображению о том, что речь может идти о новом виде излучения – однофотонное суперпараметрированное излучение квантоворазмерной среды. Его вполне можно определить термином «суперсвет» (superlight). Его главное свойство – он не взаимодействует (не поглощается) ни с какой средой, кроме квантоворазмерной, имеющей, кроме прочего, бифуркационные электронные состояния.

Таким образом, квантоворазмерные нанокристаллы узкозонных полупроводников могут быть использованы как источники и регистраторы однофотонного суперпараметрированного излучения со свойствами, одинаковыми или аналогичными явлению квантовой запутанности.

Литература

1. D. Greenberger, M. Horne, A. Zeilinger. (2007), arXiv: 0712.0921v1 [quant-ph]. DOI 10.1007/ 978-94-017-0849-4.

2. A. Zeilinger // Phys. Scr. 92 (2017). 072501 (33p.) DOI: 10.1088/1402-4896/aa736d.

3. Z.-S. Yuan, X.-H. Bao, C.-Ya. Lu, Jun Zhang[a], C.-Z. Peng, Ji.-W. Pan // Physics Reports. **497**, 1. 1–4 (2010). https://doi.org/10.1016/j.physrep.2010.07.004.

4. K. M. Haroun, Ah. M. Gomaa , S. I. Babiker // Mathematical Modelling and Applications. 2018; 3(3): 39–43. Doi: 10.11648/j.mma.20180303.11.

5. N. D. Zhukov, M. V. Gavrikov // Technical Physics Letters, **48** (3), 61–65 (2022). DOI: 10.21883/PJTF. 2022.08. 52361.19090.

6. N. D. Zhukov, M. V. Gavrikov, A. G. Rokakh // Technical Physics Letters. **49** (2), 31–34 (2023). DOI: 10.21883 /TPL.2023.02.55367.19393.

Компактные микроволновые устройства для сверхпроводниковых кубитов

Ю. И. Зотова[1,2,3,4,*], Ш. В. Сандуляну[1,2,6], Г. П. Федоров[1,2,6], А. В. Семенов[1,7], Rui Wang[4,5], Jaw-Shen Tsai[4,5], О. В. Астафьев[3,1]

[1]Московский физико-технический институт, Институтский пер., 9, Долгопрудный, 141701
[2]Университет науки и технологий МИСИС, Ленинский пр., 4, стр. 1, Москва, 119049
[3]Сколковский институт науки и технологий, Большой бульвар, 30, стр. 1, Москва, 433423
[4]Институт физико-химических исследований RIKEN, 2-1, Hirosawa, Wako, Saitama, Япония, 351-0198
[5]Токийский университет науки TUS, 1-3, Kagurazaka, Shinjuku-ku, Tokyo, Япония, 162-8601
[6]Российский квантовый центр, Сколково, Большой бульвар, 30, стр. 1, Москва, 433423
[7]Московский педагогический институт, Малая Пироговская, 1, Москва, 119435
*yuliya.zotova@phystech.edu

В работе рассмотрено применение технологии компактных конденсаторов для изготовления устройств для взаимодействия со сверхпроводниковыми кубитами (трансмонами). Экспериментально продемонстрировано пространственное управление электромагнитными сигналами на чипе. Компактное устройство размерами 400 x 80 мкм на чипе разделяет сигналы более чем на 20 дБ в диапазоне частот 4,8–7,3 ГГц. В дополнение экспериментально продемонстрировано считывание трансмона компактным резонатором, который более чем на порядок меньше стандартных копланарных резонаторов на тех же частотах.

Введение

В настоящее время сверхпроводящие квантовые процессоры демонстрируют значительный прогресс и становятся все более сложными. Для решения различного рода задач необходимо развивать квантовые процессоры с большим числом кубитов, что приводит к значительному пространственному размеру процессора на чипе. Для того чтобы спроектировать более развитые архитектуры в условиях ограниченной площади на чипе, можно использовать два подхода: либо уменьшать размеры отдельных элементов, либо встраивать управляемое взаимодействие между элементами. Для уменьшения размера отдельных элементов, например, резонаторов, используются различные технологии: флипчип [1], сквозные отверстия [2], кинетическая индуктивность [3], геометрические кривые Гилбертова пространства [4], другие физические платформы, например, поверхностно-акустические волны [5]. Каждое из этих решений подразумевает использование сложной технологии, которую часто бывает непросто совместить с процессом изготовления многокубитных процессоров. Для другого пути – настраиваемого взаимодействия – можно использовать кубитные каплеры, которые имеют очень узкий частотный и мощностной диапазон работы либо основаны на использовании полупроводниковых или механических устройств, которые выделяют много тепла или являются очень медленными, что непрактично в условиях криогенных температур и быстрых импульсных протоколов управления кубитами.

В своей работе мы предлагаем решения и для миниатюризации компонентов [6, 7], и для маршрутизации сигналов по запросу. Устройства являются компактными – сравнимыми по площади с размерами сверхпроводниковых кубитов, не требуют дополнительных материалов, специфического оборудования или технологических процессов, что делает технологию легко встраиваемой в процесс изготовления многокубитных схем, не требуют механических или подвешенных систем.

Результаты

Рассмотрим миниатюризацию резонаторов. На рис. 1 изображена эквивалентная электрическая схема исследуемого устройства. Через общую питающую линию фотоны переходят в компактные резонаторы, емкостным образом связанные с линией и трансмонами через соответствующие планарные емкости.

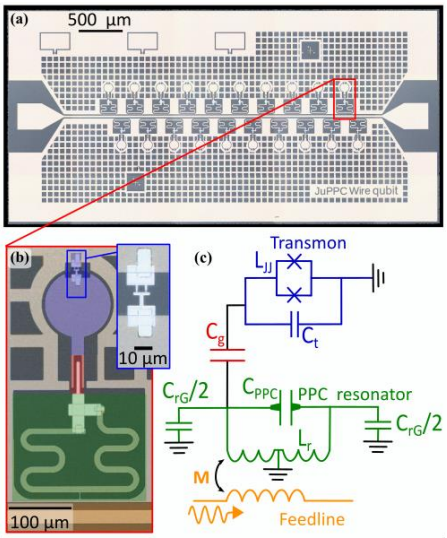


Рис. 1. Фотография чипа и электрическая схема компактного резонатора с кубитом

Для данных резонаторов удалось получить однотоновую и двухтоновую спектроскопию в режиме непрерывной волны, а также с помощью импульсных измерений достичь когерентного управления и считывание кубита – раби-осцилляции (рис. 2). Откалиброванный π-импульс использовался для измерения временных характеристик кубитов – времена релаксации T_1, а также времена дефазировки $T^*_{2\text{Ramsey}}$ и $T_{2\text{Echo}}$. Высокие полученные времена релаксации и дефазировки кубитов показывают хорошую совместимость технологий производства компактных резонаторов и сверхпроводниковых кубитов.

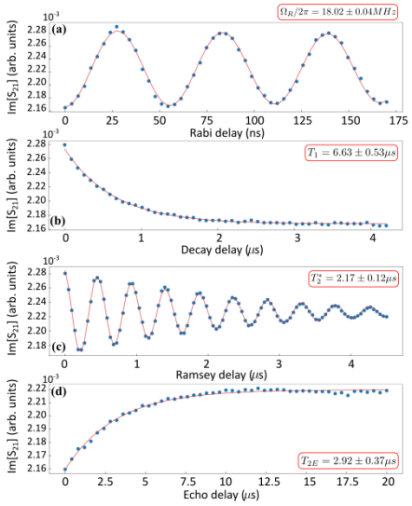


Рис. 2. Результаты импульсных измерений

Электрическая схема маршрутизатора представлена на рис. 3. Он состоит из двух линий прохождения с малой фазовой скоростью, гальванически связанные между собой перестраиваемой индуктивностью, реализованной цепочкой СКВИДов.

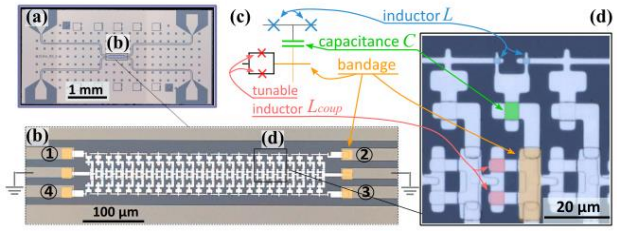


Рис. 3. Фотография чипа и электрическая схема компактного переключателя

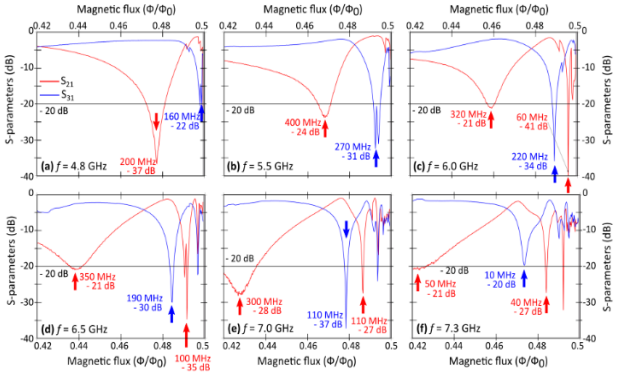


Рис. 4. Переключение между каналами (отмечены красным 1–2 и синим 1–3) для различных рабочих частот

Результаты откалиброванных измерений представлены на рис. 4. Для разных рабочих частот представлена амплитуда прохождения как функция внешнего магнитного поля. Стрелками отмечены рабочие точки в режиме изолированных каналов 1–2 (красные) или 1–3 (синие). Таким образом, для наперед заданной частоты можно подобрать внешнее магнитное поле для прохождения или изоляции выбранного канала.

Выводы

В работе экспериментально продемонстрировано два подхода для масштабирования квантовых систем на чипе – уменьшение размеров резонаторов и маршрутизация электромагнитных сигналов на чипе по запросу. В первом способе показана возможность когерентного управления и считывание состояния кубита с помощью компактных резонаторов. Для второго способа масштабирования изоляция между переключаемыми каналами более 20 дБ с полосой 20–200 МГц с перестраиваемой частотой 4,8–7,3 ГГц. Занимаемая площадь обоих устройств сравнима с площадью кубитов ~4×10^4 мкм^2.

Финансирование

Работа выполнена при поддержке гранта РНФ № 21-72-30026.

Литература

1. B. Foxen, J. Y. Mutus, E. Lucero, R. Graff, A. Megrant, Yu. Chen, C. Quintana, B. Burkett, J. Kelly, E. Jeffrey, et al. Qubit compatible superconducting interconnects // Quantum Science and Technology, 3(1):014005 (2017).

2. Donna-Ruth W. Yost, Mollie E. Schwartz, Justin Mallek, Danna Rosenberg, Corey Stull, Jonilyn L. Yoder, Greg Calusine, Matt Cook, Rabindra Das, Alexandra L. Day, et al. Solid-state qubits integrated with superconducting through-silicon vias // Quantum Information. 6(1):1–7 (2020).

3. X. Wei, J. Jiang, W. Xu, T. Guo, K. Zhang, Z. Li, T. Zhou, Y. Sheng, C. Cao, G. Sun, et al. Compact superconducting transmon qubit circuits made of ultrathin nbn // Applied Physics Letters. 123 (2023).

4. J. Jiang, Z. Li, T. Guo,W. Xu, X.Wei, K. Zhang, T. Zhou, Y. Sheng, C. Cao, G. Sun, et al. Building compact superconducting microwave resonators with hilbert space-filling curves // Applied Physics Letters. 121 (2022).

5. A. N. Bolgar, J. I. Zotova, D. D. Kirichenko, I. S. Besedin, A. V. Semenov, R. S. Shaikhaidarov, and O. V. Astafiev. Quantum regime of a twodimensional phonon cavity // Physical Review Letters. 120. 223603 (2018).

6. J. Zotova, R. Wang, A. Semenov, Y. Zhou, I. Khrapach, A. Tomonaga, O. Astafiev, and J.-S. Tsai. Compact superconducting microwave resonators based on al-alo x-al capacitors // Physical Review Applied. 19. 044067 (2023).

7. J. Zotova, S. Sanduleanu, G. Fedorov, R. Wang, J. S. Tsai, & O. Astafiev. Control and readout of a transmon using a compact superconducting resonator (2023). arXiv preprint arXiv: 312.15753.

Эффективность согласования одномодового волокна с фотонной интегральной схемой Si_3N_4

И. В. Ивашенцева*, И. В. Третьяков, Г. Д. Уэрдан, Н. С. Каурова, А. Д. Голиков, Г. Н. Гольцман

Московский педагогический государственный университет, ул. Малая Пироговская, 29/7, стр. 1, Москва, 119435
*irinivas22@yandex.ru

Как оптическое волокно пришло на смену электрическому кабелю благодаря много большей скорости передачи данных, так и фотонная интегральная схема (ФИС) в обозримом будущем заменит электронную интегральную схему. Для связи ФИС с внешними устройствами, в том числе с другими ФИС, используют одномодовые оптические волокна. В нашей работе мы изучаем, как излучение из одномодового оптоволокна переходит в диэлектрический Si_3N_4-волновод ФИС. Входной и выходной Si_3N_4-волноводы ФИС изготавливались в виде сужающихся до 0,15–0,3 мкм к торцам кристалла ФИС участков волновода длиной 300 мкм, так называемых торцевых инвертированых тейперов. Торцевой способ ввода/вывода, отличается высокой эффективностью по сравнению с вводом/выводом при помощи дифракционных решеток. Инвертированный тейпер адиабатически трансформирует основную моду прямоугольного Si_3N_4-волновода в основную моду одномодового оптоволокна. В работе экспериментально удалось получить эффективности согласования –0,65 дБ на один торец Si_3N_4-волновода, что является одним из лучших результатов среди конкурентов на Российском рынке.

Введение

ФИС имеют низкие потери при распространении, поэтому с развитием технологии увеличивается количество применений. Например, ФИС могут быть использованы для реализации квантового моделирования [1], машинного обучения [2] и квантовых вычислений [3]. Фотонная интегральная схема, работающая в широком диапазоне волн: от 400 нм до 2,3 мкм и обеспечивает производительность, ранее достижимую только при использовании объемных оптических технологий [4]. Традиционные ФИС из оксида кремния, SiO_2, и кремния, Si, имеют сильный контраст в индексах преломления, что ведет к миниатюризации конечных устройств, и следовательно большей сложности изготовления [5]. По этой причине в данной работе используются волноводы с сердцевиной из нитрида кремния, Si_3N_4, и оболочкой из SiO_2, имеющие меньшую разницу между показателями преломления. Такие материалы позволяют изготовить волноводы с потерями на прохождении от 0,3 дБ/м до 1,0 дБ/см в промежутке от 400 до 2350 нм длин волн [6]. Изучение потерь на распространении является важной задачей данного исследования, без которой понять эффективность согласования оптоволокна с ФИС невозможно.

Преобразователь моды волокна

Волокно с большой числовой апертурой (UHNA), сваренное с одномодовым волокном (smf), является преобразователем моды волокна. Мода излучения, переходящего из smf28 в UHNA, сужается, достигая практически тех же значений по площади, что и мода волновода; поэтому эффективность согласования у волновода с таким типом волокон много выше по сравнению с SMF28 и линзованными волокнами. По этим причинам работа производилась с UHNA3-типом оптических волокон.

Сварка волокон SMF28 с UHNA3 производилась на сварочной машине Fujikura FSM-40S. Основные параметры Fujikura FSM-40S приведены в табл. 1.

Техника сварки с низкими потерями на сварке волокон SMF28 и UHNA была найдена и применена. В табл. 2 представлены значения потерь на сварке.

Таблица 1. Основные параметры Fujikura FSM-40S для сварки UHNA3 с SMF28

Arc1Power, bit	Gap, um	Overlap, um	Arc1 Time, мс
20	15	10	18000

Таблица 2. Потери на сварке UHNA3 и SMF28

Сваренное волокно	Потери, дБ
1	–1,51
2	0
3	–1,24
4	–1,51
5	0
6	–0,59
7	–0,02

Структура ФИС

В данной работе исследовались максимально простые в конструкции образцы (рис. 1): они состоят из инверсный тейперов и волновода из Si_3N_4 на подложке SiO_2/Si, покрытого слоем SiO_2. Было измерено два вида образцов с данной структурой. Образец № 1 имеет длину волноводов 5 мм, образец № 2 – 7 мм.

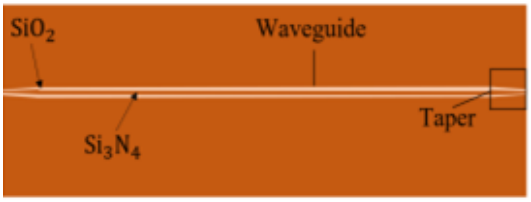


Рис. 1. Структура ФИС

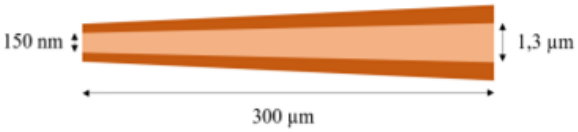


Рис. 2. Параметры тейпера

Размеры тейпера показаны на рис. 2. Тейпер – элемент фотонной интегральной схемы, служащий для согласования моды излучения в оптоволокне и волноводе. Инверсный тейпер отличается тем, что

у него более широкая часть связана с волноводом, а более узкая с волокном, а у прямого тейпера наоборот. Длина тейпер довольно большая из-за того, что при более быстром увеличении сужения толщины тейпера возникают большие потери.

Подготовка образца перед измерением

Несколько образцов изготавливаются вместе на кремниевой пластине, затем эту пластину покрывают резистом и разрезают алмазным скрайбером. Скрайбер не может разрезать пластины без сколов, поэтому образец должен быть отполирован до тейперов. Поверхность грани образца должна быть очень гладкой, так как в противном случае стружка может привести к ненужным потерям из-за отражения пучка света на границе раздела воздух–образец. Так скол мешает красному свету пройти через волновод (рис. 3).

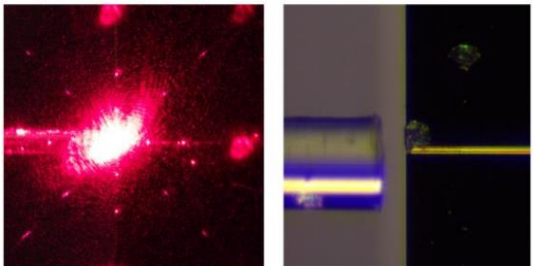


Рис. 3. Красный свет дифрагирует на сколе волновода (справа); скол на волноводе (слева)

В течение этой работы было выявлено, что каждая полировальная пленка полировочной машины может быть использована не более 5 минут, а между сменой полировальных пленок торец образца должен быть тщательно очищен изопропиловым спиртом от частиц, образовавшихся в процессе полировки. Чтобы ускорить процесс подготовки торцов перед измерениями, нужно увеличить прижим образца к полировальному диску. После многократного повторения смены пленок получаются качественно подготовленные торцы образца.

Результаты

Экспериментальная установка состоит из двух модконвертеров SMF28/UHNA3, на одно из которых подается лазерное излучение на длину волны 1550 нм, затем это излучение проходит через волновод и через второе волокно и измеряется с помощью измерителя мощности. Оба волокна юстируются с помощью пьезоподвижек относительно волновода так, чтобы достичь максимум мощности на поверметре.

Эффективность согласования считается с помощью формулы $\eta = 10\log(P_{вых}/P_{вх})$, где $P_{вх}$ – мощность на входе ФИС, подаваемая от лазера, $P_{вых}$ – мощность на выходе ФИС. Результаты для образца № 1 представлены в табл. 3.

В эксперименте важно знать потери на распространении излучения в волноводе, для этого в работе использовались ФИС с длиной волноводов 5 и 7 мм. Экспериментальные результаты измерения коэффициента пропускания представлены в табл. 4.

Таблица 3. Пропускание ФИС с длиной волноводов 5 мм

Образец № 1	
№ волновода	Потери, дБ
1	–12,24±1,56
2	–15,49
3	–11,01
4	–14,13
5	–22,63
6	–15,77±0,93
7	–12,72±0,31

Таблица 4. Потери в волноводах разной длины

Длина волновода, мм	Потери, дБ	Потери на миллиметр, дБ/мм
5	–13,56±1,89	
7	–16,64±0,92	–1,54

Полученные потери на миллиметр достаточно большие, что говорит о низком качестве изготовленных Si_3N_4-волноводов. Тем не менее, учитывая потери на сварку оптоволокон SMF28 и UHNA3, это позволяет точно определить коэффициент согласования SMF28/UHNA3 модконвертора с инвертированным тейпером ФИС.

Выводы

В этой работе рассмотрен уникальный метод торцевого ввода. Эта технология находится на стадии разработки не только в нашей стране, но и в мире. Инветированный тейпер адиабатически трансформирует основную моду прямоугольного Si_3N_4-волновода в основную моду одномодового оптоволокна. В работе экспериментально удалось получить эффективности согласования –0,65 дБ на один торец Si_3N_4-волновода, что является одним из лучших результатов среди конкурентов на Российском рынке.

Финансирование

Работа выполнена при поддержке проекта № 23-12-00187 Российского научного фонда.

Литература

1. C. Sparrow, et al. Simulating the vibrational quantum dynamics of molecules using photonics // Nature. 557, 660–667 (2018).

2. G. R. Steinbrecher, J. P. Olson, D. Englund, & J. Carolan. Quantumoptical neural networks // Quantum Inform. 5. 60 (2019).

3. H. Choi, M. Pant, S. Guha, & D. Englund. Percolation-based architecture for cluster state creation using photon-mediated entanglement between atomic memories // Quantum Inform. 5, 1–7 (2019).

4. D. J. Blumenthal, R. Heideman, D. Geuzebroek, A. Leinse and C. Roeloffzen. Silicon Nitride in Silicon Photonics // Proceedings of the IEEE. Vol. 106, no. 12. P. 2209–2231. Dec. 2018. Doi: 10.1109/JPROC.2018.2861576.

5. Doerr. Silicon photonic integration in telecommunications // Frontiers Phys. Vol. 3. P. 37. Aug. 2015.

6. M. A. Tran, D. Huang, T. Komljenovic, J. Peters, A. Malik, and J. Bowers. Ultra-low-loss silicon waveguides for heterogeneously integrated silicon/III-V photonics // Appl. Sci. 2018.

Разработка электрооптического модулятора из тонкопленочного ниобата лития на изоляторе для фотонного и ионного квантового компьютеров

Д. М. Кобцев[1,2], В. В. Ковалюк[1,2], С. С. Святодух[1,3], Г. Н. Гольцман[1,4]

[1]НИУ «Высшая школа экономики», Москва, 109028
[2]Лаборатория фотонных газовых сенсоров, Университет науки и технологий МИСИС, Москва, 119049
[3]Московский педагогический государственный университет, Москва, 119991
[4]Российский квантовый центр, Москва, 121205
*danil.kobtzev@yandex.ru

В работе рассмотрен технологический процесс изготовления из тонкопленочного ниобата лития на изоляторе. Показаны результаты измерений основных характеристик полученных устройств. Полоса пропускания изготовленных электрооптических модуляторов на кольцевом резонаторе из тонкопленочного ниобата лития составила 3,9 ГГц.

Введение

Электрооптические модуляторы (ЭОМ) служат для изменения интенсивности и фазы оптического излучения в таких областях как телекоммуникации, сенсорика, квантовая обработка информации и др. В задаче квантовой обработки информации ЭОМ позволят создавать перестраиваемые фотонные интегральные схемы (ФИС), позволяющие управлять кубитами в ионной и фотонной реализациях (QPICs). Основными требованиями к материальным платформам для модуляторов в составе ФИС являются малые потери на распространение, компактный дизайн и высокое быстродействие, в том числе и при криогенных температурах, при которых работают высокоэффективные квантовые излучатели и детекторы. Наиболее популярной платформой для QPICs, из-за малых оптических потерь на распространение, является в настоящее время нитрид кремния (SiN). Однако в силу отсутствия ярко выраженного электрооптического коэффициента SiN, модуляция света возможна только в результате термооптического эффекта, который исключает возможность работы при криогенных температурах. Модуляторы на основе оптомеханики могут работать при криогенных температурах, однако быстродействие таких устройств составляет порядка нескольких мегагерц [1, 2], а высокоскоростные модуляторы на свободных носителях добавляют существенные потери, зависящие от фазы [3].

В связи с этим тонкая пленка ниобата лития на оксиде кремния (ниобат лития на изоляторе (LNOI)), технология создания которой возникла несколько лет назад, выступает как перспективная платформа. В силу его ярко выраженных оптических свойств – широкого окна прозрачности, большого контраста показателя преломления с окружением, высокого электрооптического коэффициента – LNOI позволяет создавать ФИС малого радиуса поворота с полосой модуляции в несколько гигагерц, которые могут работать при криогенной температуре, делая данную платформу еще более перспективной для квантовых применений на чипе [4].

ЭОМ на тонкопленочном ниобате лития на изоляторе имеют несколько реализаций. В основе первой лежит ФИС с интерферометром Маха – Цендера. В данной реализации внешнее электрическое поле прикладывается на плечи интерферометра, в результате чего происходит фазовая модуляция в плече и амплитудная модуляция на выходе схемы. Недостатком такой реализации является большой размер выходной интегральной схемы, составляющий около 2 мм.

В основе второй реализации, которая и будет рассматриваться в данной статье, лежит кольцевой резонатор, где активная зона модуляции расположена вдоль волноводной части резонатора с радиусом около 100 мкм.

Математическая модель

Первым этапом при создании ЭОМ на основе кольцевых резонаторов была разработана модель в программном пакете COMSOL Multiphysics с использованием модуля Electrostatics и Wave Optics, представляющая собой торец волновода с электрическими контактами. Схематический вид модели изображен на рис. 1.

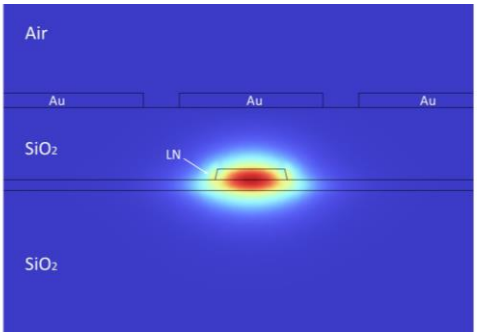


Рис. 1. Схематический вид модели, где Au – золотые контакты; SiO_2 – диоксид кремния; LN – ниобат лития

Данная модель позволила определить оптимальную высоту оксида (~1 мкм), напыляемого над волноводной частью, и расстояние между контактами (~5 мкм), при которых потери на распространение, вносимые золотыми контактами, становятся минимальными, и при этом сохраняется эффективная модуляция сигнала.

Технологический процесс изготовления

Опираясь на полученные в математической модели данные, было произведено изготовление устройств. Для изготовления рассматриваемых в работе ЭОМ была выбрана коммерчески доступная

подложка компании NANOLN, которая состоит из кремниевой подложки толщиной 500 мкм, диоксида кремния толщиной 4,75 мкм, ниобата лития (z-cut) толщиной 600 нм.

Первым этапом технологического процесса являлся процесс напыления твердотельной маски из хрома и диоксида кремния. На втором этапе поверх маски наносился электронный резист методом центрифугирования, и происходил процесс электронно-лучевой литографии. На третьем этапе происходил процесс плазмохимического травления твердотельной маски и плазмохимическое удаление электронного резиста. Заключительным этапом технологического маршрута являлось травление ниобата лития в аргоновой плазме и чистка подложки методом RCA-1.

Изображение устройств, полученных в ходе описанного выше технологического процесса, можно увидеть на рис. 2.

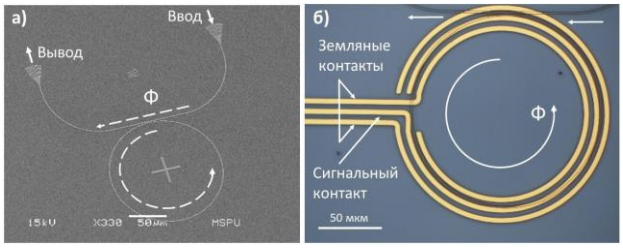


Рис. 2. Изображение волноводной части устройства, полученное в сканирующий электронный микроскоп (*а*), где Ф – направление потока оптического излучения; изображение контактов на кольцевом микрорезонаторе в оптический микроскоп (*б*)

Исследование характеристик полученных устройств

Характеристики изготовленных структур исследовались на созданном экспериментальном стенде, включающем в себя перестраиваемый лазерный источник (1480–1640 нм), векторный анализатор спектра, широкополосный усилитель и фотодетектор.

Сначала нами были измерены основные параметры структур: спектральная зависимость, добротность, глубина резонансов. Данные характеристики позволили определить структуру с наибольшей добротностью (Q ~ 18000) и интерференционный пик с наибольшей глубиной резонанса (~40 дБ). Затем у выбранной структуры исследовалась полоса модуляции. Для этого выбиралась рабочая точка, соответствующая максимуму производной резонанса кольцевого микрорезонатора вблизи телекоммуникационной длины волны 1,55 мкм. Свет на рабочей длине волны через дифракционную решетку вводился в резонатор, а на электрические контакты при помощи векторного анализатора спектра подавался высокочастотный сигнал, который позволил определить быстродействие изготовленного электрооптического модулятора. График зависимости S_{21}-параметра от частоты модуляции показан на рис. 3.

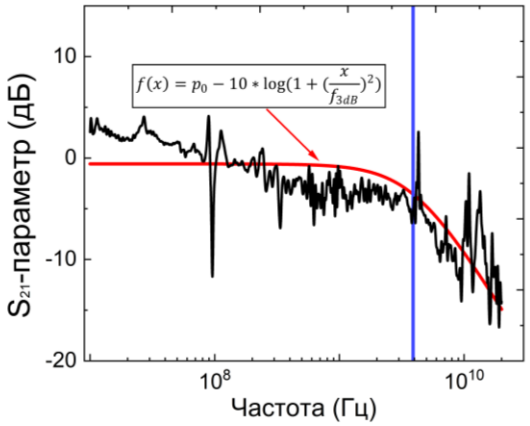


Рис. 3. График зависимости S_{21}-параметра от частоты модуляции, где черная кривая – экспериментальные данные; красная кривая – аппроксимация теоретической функцией; синяя прямая – срез, приходящийся на 3 дБ спад сигнала

Выводы

Показанный в данной работе интегральный электрооптический модулятор из тонкопленочного ниобата лития на изоляторе с добротностью порядка 18000 обладает пропускной способностью до 3,9 ГГц и потенциально способен работать при криогенных температурах. Дальнейшая работа будет направлена на увеличение добротности таких структур, создания фазовых модуляторов и объединение со сверхпроводниковыми однофотонными детекторами на одном чипе для приложений масштабируемого квантового и ионного компьютеров.

Финансирование

Работы выполнены при поддержке Министерства науки и высшего образования РФ FSME-2022-0008 (изготовление ФИС), а также Российского научного фонда № 23-79-00056 (численное моделирование и экспериментальное исследование).

Литература

1. N. C. Harris et al. Efficient, compact and low loss thermo-optic phase shifter in silicon // Optics express. 2014. V. 22, no. 9. P. 10487–10493.

2. C. Errando-Herranz et al. MEMS for photonic integrated circuits // IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics. 2019. V. 26, no. 2. P. 1–16.

3. T. Baehr-Jones et al. Ultralow drive voltage silicon traveling-wave modulator // Optics express. 2012. V. 20, no. 11. P. 12014–12020.

4. E. Lomonte et al. Single-photon detection and cryogenic reconfigurability in lithium niobate nanophotonic circuits // Nature communications. 2021. V. 12, no. 1. P. 684.

Фотонные интегральные схемы для систем квантового распределения ключей

В. Г. Криштоп[1,2,3,*], А. В. Борисова[1], К. Э. Певчих[4], В. В. Светиков[4]

[1]АО «ИнфоТеКС», ул. Отрадная, 2Б, Москва, 127287
[2]Институт проблем технологии микроэлектроники РАН, ул. Акад. Осипьяна, 6, Черноголовка, Московская обл., 142432
[3]Московский физико-технический институт, Институтский пер., 9, Долгопрудный, Московская обл., 141701
[4]Зеленоградский нанотехнологический центр, ул. Солнечная аллея, 6, Москва, Зеленоград, 124527
*Vladimir.Krishtop@infotecs.ru

Дан краткий обзор ситуации в России и в мире о системах для квантовой коммуникации (квантового распределения ключей – КРК) и фотонных интегральных схемах (ФИС) для этих систем. Разработан интегральный интерферометр для систем КРК, изготовлены прототипы и проведены первые измерения.

Мировая тенденция развития систем КРК заключается в интеграции основных элементов КРК – фотонных источников, детекторов, интерферометров, генераторов случайных чисел и элементов управления и формирования квантовых состояний – на чипах ФИС. Россия реализует государственную стратегию развития квантовых коммуникаций, строит квантовые сети на российском оборудовании КРК в масштабах страны, и в области квантовых коммуникаций чувствует себя уверенно даже на фоне Китая и США. Но в вопросах интегральной оптики и производства ФИС для КРК есть существенное отставание от лидеров.

В России в настоящее время есть ряд производителей ФИС: ЗНТЦ, АО Микрон, ПНППК и др., использующих различные материалы (полупроводники, SiO_2, Si_3N_4, ниобат лития и т. д.), а также технологии гибридной сборки. Есть существенные успехи в разработке и производстве ФИС и изделий на базе ФИС на основе технологии SiO_2, кристаллов ниобата лития. Уже применяются изделия российских производителей для телекомовских систем, такие как AVG-чипы для DWDM. В то же время взаимодействие конечного потребителя с производителями ФИС сильно затруднено, т. к. для каждого конкретного изделия требуется практически индивидуальная разработка нового технологического процесса. В мировой практике заказного производства ФИС широко применяются библиотеки базовых элементов, реализуемых в рамках одного технологического процесса, которые позволяют пользователям собирать требуемые изделия из отдельных элементов библиотек и заказывать даже штучные ФИС в рамках многопользовательских проектов, где на одной пластине изготавливаются ФИС различного назначения от разных заказчиков, но набранные из стандартных элементов, хорошо отлаженных в производстве. Разработка таких библиотек позволила бы существенно упростить и ускорить путь ФИС от идеи к промышленному образцу. Также развитие производства ФИС тормозится кадровым голодом. Требуется организовывать образовательные программы в профильных вузах для подготовки инженеров и технологов для производства ФИС.

Мы, совместно с Зеленоградским Нанотехнологическим центром (ЗНТЦ), разрабатываем элементную базу для систем квантового распределения ключей (КРК). Разработан интегральный интерферометр Маха – Цендера для применения в КРК, изготовлены первые прототипы (в ЗНТЦ) и проведены первые измерения (в ИнфоТеКС). Реализована длина линии задержки 4,1 нс, измерения проводились с точностью 40 пс.

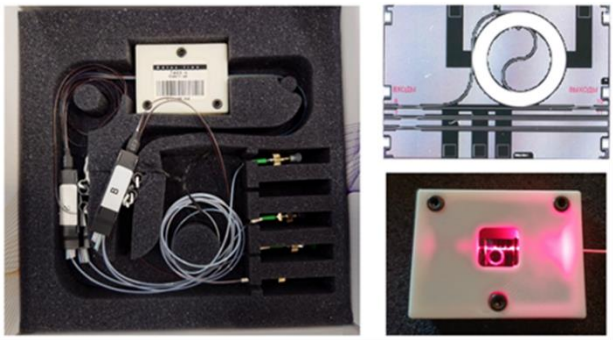


Рис. 1. Образец интерферометра Маха – Цендера для применения в КРК в поставляемом виде (слева). Схема интерферометра и демонстрационный образец интерферометра при подведении света 650 нм (справа)

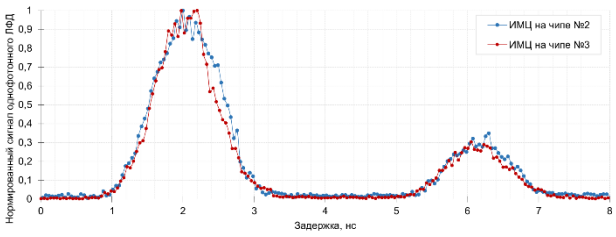


Рис. 2. Формирование двух оптических импульсов с помощью асимметричного интегрального интерферометра Маха – Цендера. На графике потери в плечах не сбалансированы, потому что измерения проведены на длине волны 1310 нм, которая используется в нашей стендовой лабораторной системе КРК

Соотношения мощностей импульсов одинаковые у обоих образцов, что говорит о хорошей повторяемости. Ожидается, что при промышленном производстве точность и воспроизводимость параметров интегральных интерферометров будет выше, чем у волоконных.

Выработка квантового ключа в лабораторном стенде системы КРК с использованием прототипов ИМЦ интегральных интерферометров проводилась в демонстрационном режиме. Предварительные результаты обнадеживающие, но уровень квантовых ошибок был слишком высок. Для использования в коммерческих изделиях необходимо, чтобы интерферометр сохранял поляризацию и имел суммарные

оптические потери поменьше. По итогам испытаний запланирован ряд усовершенствований для достижения целевых характеристик.

В докладе также приводятся примеры реализации некоторых решений за рубежом и обсуждается, какие интегральные оптические решения требуется разработать для квантовых коммуникаций. В перспективе развитие интегральных технологий позволит существенно удешевить оборудование для КРК, существенно уменьшить габариты устройств, улучшить их технологичность и повторяемость и приступить к их массовому производству. В конечном счете развитие технологий ФИС позволит применять квантовое распределение ключей не только в корпоративном, но и в пользовательском сегменте.

В более далекой перспективе развитие интегральных оптических технологий и технологий квантовой коммуникации в сочетании с разработкой квантовых вычислителей позволит реализовать обмен непосредственно квантовыми состояниями между квантовыми вычислителями и организовать таким образом т. н. квантовый интернет.

Новые методы и центры окраски алмаза для квантовой магнитометрии

Е. И. Липатов[1,2,*], О. И. Лыга[1], В. В. Чащин[1,2], М. А. Шулепов[1,2], А. Г. Бураченко[1,2], Д. Е. Генин[1,2], В. С. Рипенко[1,2]

[1]Томский государственный университет, пр. Ленина, 36, Томск, 634050
[2]Институт сильноточной электроники СО РАН, 2/3, пр. Академический, Томск, 634055
*elipatov@mail.tsu.ru

Впервые продемонстрирована чувствительность фотолюминесценции N_2V^0 (НЗ) центров окраски алмаза к магнитному полю с индукцией сотни–тысячи гауссов. Для применения N_2V^0 центров алмаза в качестве активных центров квантового магнитометра необходимо их подробное исследование методом оптически детектируемых магнитных резонансов. Алмазные лазеры на NV^- и N_2V^0 центрах могут повысить чувствительность алмазных квантовых сенсоров путем применения метода лазерной пороговой магнитометрии.

Введение

Благодаря развитию технологий синтеза и радиационно-термической обработки алмаза стало возможным получать алмазные образцы с заданным примесно-дефектным составом в промышленных масштабах. Центры окраски в алмазе (NV^-, N_2V^0, SiV_2^- и другие) характеризуются электронными переходами в видимом и ближнем ИК-диапазонах и тонким расщеплением электронных уровней на спиновые подуровни, позволяющим их использование в квантовых технологиях (сенсорика, вычисления) [1, 2].

Квантовые сенсоры на основе центров окраски в алмазе имеют высокий потенциал применения в таких устройствах как магнитометры, гравиметры, датчики температуры, акселерометры и гироскопы. Такие сенсоры потенциально применимы в инерциальных навигационных системах беспилотных летательных аппаратов, действующих в условиях радиоэлектронного подавления.

Недавняя демонстрация лазера на NV^- центрах в алмазе с оптической накачкой [3, 4] привела к формированию нового направления исследований и разработок – алмазные лазеры на центрах окраски, генерирующие излучение видимого и ближнего ИК-диапазонов, способные к длительной работе в условиях радиационного воздействия, мощных электромагнитных импульсов и повышенных температур. Ведутся работы по созданию инжекционных алмазных лазеров, которые позволят создавать алмазные квантовые сенсоры с интегрированными алмазными лазерами на центрах окраски, что приведет к повышению их надежности и дальнейшей миниатюризации.

Сам по себе алмазный NV-лазер с помощью метода лазерной пороговой магнитометрии может потенциально играть роль сверхчувствительного магнитометра для полей на уровне 10^{-15}–10^{-16} Тл [5]. Кроме того, инжекционные алмазные лазеры перспективны с точки зрения создания радиационно-стойких лазеров для систем измерения температуры и датчиков деформаций, а также для замены электрических проводников на волоконно-оптические линии связи в бортовом радиоэлектронном оборудовании космических аппаратов. В настоящее время нами достигнута энергия в импульсе 200 мкДж алмазного NV^- лазера с наносекундной лазерной накачкой на 532 нм.

В работе сообщаются первые экспериментальные результаты по использованию алмазных лазеров на NV^- центрах окраски в качестве активных элементов квантовых магнитометров [6], а также ранее не использовавшихся в магнитометрии N_2V^0 центров алмаза, известных как НЗ-центры [7].

Результаты

На рисунке 1, *а, б* показаны атомные структуры NV^- и N_2V^0 центров окраски алмаза.

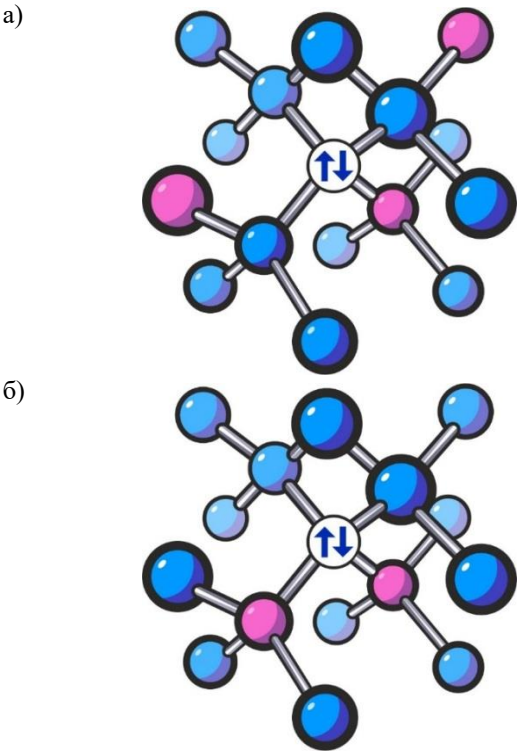


Рис. 1. Атомные структуры NV^- (*а*) и N_2V^0 (*б*) центров. Синим цветом обозначены атомы углерода, красным цветом – атомы азота в замещающем положении, две стрелки в белом круге – два электрона, локализованных в вакансии

NV^- центр в алмазе хорошо изучен и представляет собой один замещающий атом азота, встроившийся в решетку при синтезе образца или в результате ионной имплантации, связанный с одной вакансией, полученной в результате радиационной обработки алмазного образца. Для того чтобы NV-центр пребывал в отрицательном зарядовом состоянии, необхо-

димо, чтобы в алмазном кристалле содержалось в 3 и более раз больше не связанных (с вакансиями и другими дефектами структуры) замещающих атомов азота, чем NV-центров. Большая концентрация свободного азота снижает время когерентности спиновых состояний NV^- центров, что ограничивает возможности кубитов и квантовых сенсоров на их основе.

В алмазных лазерных кристаллах помимо NV^- центров содержатся H3- и H2-центры окраски, которые являются соответственно нейтральным и отрицательным зарядовыми состояниями N_2V-центра. Структура N_2V^0 (H3) центра такова, что в вакансии локализованы два донорных электрона от атомов замещающего азота, входящих в его структуру. Очевидно, что электронные состояния такого центра испытывают расщепление на спиновые подуровни. Структуру этих уровней, их резонансные частоты, наличие триплет-синглетных переходов еще предстоит выяснить. Однако мы впервые обнаружили чувствительность интенсивности фотолюминесценции (ФЛ) N_2V^0 центров алмаза к магнитному полю [7]. При этом воздействие на алмазный образец магнитного поля напряженностью 100–1500 Гс вызывало увеличение интенсивности ФЛ N_2V^0 центров и снижало интенсивность ФЛ NV^- центров, как показано на рис. 2.

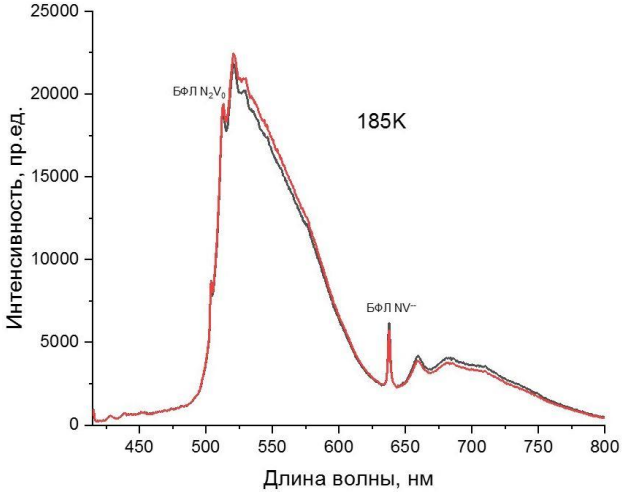


Рис. 2. Спектры ФЛ алмазного образца с N_2V^0 и NV^- центрами не подверженного внешнему магнитному полю (черный спектр) и под действием внешнего магнитного поля с величиной индукции ~300 Гс (красный спектр)

Потенциально N_2V^0 центры могут быть более подходящими центрами окраски для квантовой магнитометрии, чем NV^- центры, т. к., во-первых, при правильном подборе режима радиационно-термической обработки алмазные кристаллы с N_2V^0 центрами могут практически не содержать замещающий азот в свободной форме; во-вторых, с ростом температуры увеличивается контраст между ФЛ N_2V^0 центров во внешнем магнитном поле и ФЛ N_2V^0 центров, не подверженных действию магнитного поля.

N_2V^0 центры потенциально подходят и для лазерной генерации. В середине 80-х годов прошлого века лазерная генерация на H3-центрах в природном алмазе была продемонстрирована [8]. В случае повторения данного результата квантовые магнитометры на основе N_2V^0 центров алмаза смогут работать в режиме лазерной пороговой магнитометрии. Данный метод активно осваивается нашей группой для алмазного NV^- лазера [6].

Выводы

Впервые N_2V^0 центры окраски алмаза продемонстрировали чувствительность их фотолюминесценции к магнитному полю, что позволяет предполагать их активное использование в квантовой магнитометрии.

Освоение лазерной генерации на N_2V^0 центрах окраски алмаза позволит применять для повышения их чувствительности к магнитному полю метод лазерной пороговой магнитометрии, по аналогии с NV^- центрами окраски алмаза.

Финансирование

Исследование выполнено при поддержке Программы развития Томского государственного университета (Приоритет-2030), проект № 2.4.4.23 ИГ «N_2V^0 центры окраски алмаза для квантовой магнитометрии».

Литература

1. K. Jensen, P. Kehayias and D. Budker // Smart Sensors, Measurement and Instrumentation 19. Springer International Publishing Switzerland. 2017. P. 553–576.

2. S. Pezzagna and J. Meijer // Appl. Phys. Rev. 2021. V. 8. Art. 011308.

3. A. Savvin, A. Dormidonov, E. Smetanina, et al. // Nature communications. 2021. V. 12. P. 7118.

4. D. Genin, E. Lipatov, M. Shulepov, et al. // Physica status solidi (RRL). 2023.

5. J. Jeske, J. H. Cole and A. D. Greentree // New journal of physics. 2016. V. 18. Art. 013015.

6. Заявка на патент на изобретение RU № 2023136092 «Квантовый магнитометр на основе алмазного лазера», авторы: Бураченко А. Г., Винс В. Г., Генин Д. Е., Елисеев А. П., Липатов Е. И., Рипенко В. С., Чащин В. В., Шулепов М. А., дата подачи заявки 29.12.2023.

7. Заявка на патент на изобретение RU № 2023136053 «Квантовый магнитометр на основе N2V центров в алмазе», авторы: Бураченко А. Г., Винс В. Г., Генин Д. Е., Елисеев А. П., Липатов Е. И., Лыга О. И., Рипенко В. С., Чащин В. В., Шулепов М. А., дата подачи заявки 29.12.2023.

8. S. C. Rand and L. G. DeShazer // Optics letters. 1985. V. 10. P. 481–48.

Электролюминесценция GeV-центров в алмазном *p-i-n*-диоде

М. А. Лобаев[1,*], Д. Б. Радищев[1], А. Л. Вихарев[1], А. М. Горбачев[1], С. А. Богданов[1], В. А. Исаев[1], С. А. Краев[1], А. И. Охапкин[1], Е. А. Архипова[1], В. Е. Демидов[1], М. Н. Дроздов[1], Р. И. Хайбуллин[2]

[1]ФИЦ Институт прикладной физики им. А. В. Гапонова-Грехова Российской академии наук, ул. Ульянова, 46, Нижний Новгород, 603950
[2]Казанский физико-технический институт им. Е. К. Завойского ФИЦ Казанский научный центр РАН, ул. Сибирский тракт, 10/7, Казань, 420029
*lobaev@ipfran.ru

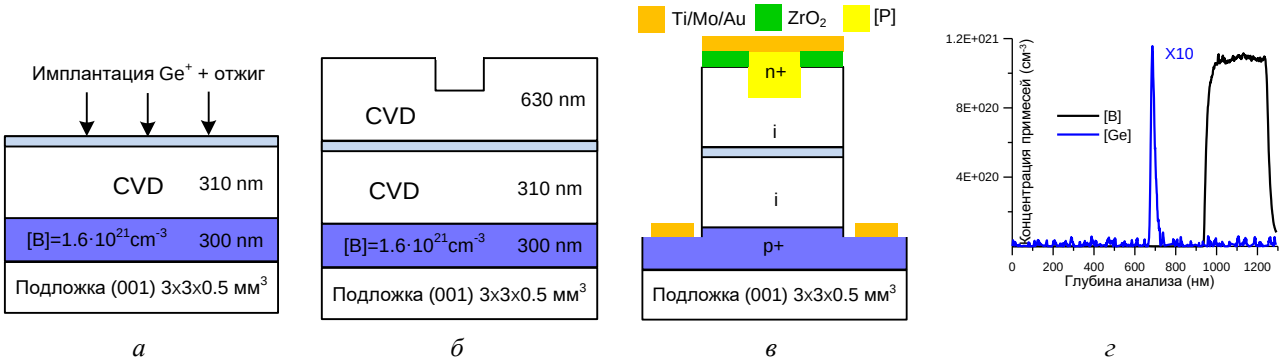
Представлены результаты исследования электролюминесценции центров окраски германий вакансия (GeV-центров) в алмазном *p-i-n*-диоде. Для создания центров окраски во внутренней области диода создавался слой, имплантированный ионами германия. В спектре излучения обнаружена узкая линия на длине волны 602,9 нм, соответствующая излучению центра окраски германий-вакансия в отрицательном зарядовом состоянии. Проведено сравнение спектров электролюминесценции и фотолюминесценции центров окраски германий-вакансия.

Введение

В настоящее время считается, что источники одиночных фотонов на основе полупроводниковых материалов будут являться неотъемлемой частью будущих квантовых технологий. Источники одиночных фотонов могут использоваться в точных квантовых измерениях, в квантовых вычислениях и квантовых симуляторах, а также для квантовой криптографии. Центры окраски в алмазе рассматриваются как один из объектов исследования для создания источников одиночных фотонов как с оптической, так и с электрической накачкой. Источники одиночных фотонов с электрической накачкой имеют преимущество, заключающееся в возможности интеграции на одной плате квантовых источников света и детекторов без оптической фильтрации, что существенно улучшает энергоэффективность и масштабируемость системы. Оптическое излучение в таком источнике формируется в результате протекания тока и возникновения электролюминесценции центра окраски, помещенного в *i*-области *p-i-n*-диода. В данном докладе представлены результаты исследования электролюминесценции GeV-центров в алмазном *p-i-n*-диоде.

Эксперимент

Для создания *p-i-n*-диода на подложке HPHT алмаза IIa размером 3,5×3,5×0,5 мм формировалась структура, состоящая из нескольких эпитаксиальных слоев, рис. 1. Все эпитаксиальные слои структуры диода выращивались в CVD-реакторе, подробно описанном в работе [1]. Процесс изготовления *p-i-n*-диода подробно описан в работе [2]. Для создания *p*-области диода на подложке выращивался слой сильно легированный бором с концентрацией бора [B] = $1{,}2\cdot10^{21}$ см$^{-3}$ и толщиной 300 нм. Затем выра-щивался слой не легированного алмаза толщиной 310 нм. В этот слой для создания GeV-центров окраски имплантировались ионы германия Ge^+, рис. 1, *а*. Имплантация проводилась на ионно-лучевом ускорителе ИЛУ-3 в Казанском физико-техническом институте при давлении $5\cdot10^{-5}$ Торр и температуре образца 480 °С. Использовался пучек ионов Ge^+ с энерги-ей 40 кэВ. Доза облучения составляла величину $5\cdot10^{14}$ ионов/см^2. Для активации GeV образец отжигался в вакууме при давлении 10^{-8} Торр и температуре 900 °С в течение 3 часов. Затем выращивался эпитаксиальный слой не легированного алмаза толщиной 620 нм. На рис. 1, *г* показаны профили концентраций примесей бора и германия в выращенной структуре. Как видно из рисунка примесь германия распределена в узком слое толщиной 25 нм, расположенном на глубине 685 нм. Для создания на поверхности алмаза с ориентацией (001) области, сильно легированной фосфором (*n*-области диода), использовался следующий метод. Сначала на поверхности внутреннего слоя создавалась прямоугольная канавка длиной 100 мкм, шириной 4 мкм и глубиной 250 нм с помощью фотолитографии и последующего травления в кислородосодержащей плазме на установке Oxford Instruments, Plasmalab 80,



а *б* *в* *г*

Рис. 1. HPHT-подложка с двумя (*а*) выращенными эпитаксиальными слоями: легированный бором и не легированный слой, в который проводилась имплантация ионов германия; *б* – HPHT-подложка с тремя выращенными эпитаксиальными слоями и вытравленной канавкой; *в* – схема *p-i-n*-диода; *г* – профиль концентраций примесей бора и германия в выращенной структуре

рис. 1, *б*. Затем канавка заращивалась сильно легированным фосфором слоем в режиме роста, при котором происходит рост алмаза только в направлении [111], скорость роста в направлении [001] в этом режиме близка к нулю.

После создания *n*-области диода в кислородосодержащей плазме вытравливалась меза структура для доступа к сильно легированному бором слою. Затем на этот слой с помощью фотолитографии наносились омические контакты Ti/Mo/Au. Для создания *p*-*i*-*n*-диода необходимо было изолировать верхнюю часть меза структуры вне канавки от металлического контакта. Для этого на верхнюю часть меза структуры вне канавки был нанесен диэлектрик ZrO_2. Затем на верхнюю часть меза структуры наносились омические контакты Ti/Mo/Au. В результате омический контакт создавался только к *n*-области диода (рис. 1, *в*).

Для измерения спектров электролюминесценции и фотолюминесценции использовался конфокальный микроскоп со спектрометром Horiba Jobin Yvon FHR-1000 с матрицей ПЗС Symphony 2048x512BIVS. Для измерения пространственного распределения спектров электролюминесценции использовался конфокальный рамановский дисперсионный спектрометр RENISHAW inVia Reflex. Излучение GeV-центров принималось со стороны подложки.

Результаты

На рис. 2 показано сравнение спектров электролюминесценции и фотолюминесценции, регистрируемое

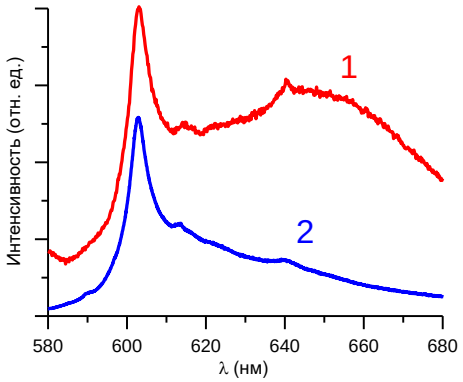


Рис. 2. Сравнение спектров электролюминесценции (*1*) и фотолюминесценции (*2*)

в *i*-области *p*-*i*-*n*-диода. Для измерения спектра фотолюминесценции использовался лазер на длине волны 514 нм. В спектрах электролюминесценции и фотолюминесценции наблюдалась узкая линия на длине волны 602,9 нм соответствующая бесфононной линии центра окраски кремний-вакансия в отрицательном зарядовом состоянии GeV^-. Ширина линии составляла величину 9,6 нм. Как видно из рисунка, основное отличие между спектрами электро- и фотолюминесценции наблюдается в диапазоне длин волн 620–680 нм, где в спектре электролюминесценции регистрируется широкая полоса излучения.

Выводы

Впервые проведено исследование электролюминесценции центров окраски кремний-вакансия в алмазе. Центры окраски создавались во внутренней области *p*-*i*-*n*-диода. В спектре электролюминесценции обнаружена узкая линия на длине волны 602,9 нм соответствующая излучению центра окраски германий-вакансия в отрицательном зарядовом состоянии. Проведено сравнение спектров электролюминесценции и фотолюминесценции центров окраски во внутренней области *p*-*i*-*n*-диода. В спектре электролюминесценции в отличие от спектра фотолюминесценции наблюдается широкая полоса излучения в диапазоне длин волн 620–680 нм.

Финансирование

Исследование выполнено при поддержке гранта Российского научного фонда № 22-12-00309 в части изготовления и исследования диода и при поддержке НЦМУ «Центр фотоники» при финансировании Министерством науки и высшего образования РФ, соглашение № 075-15-2022-316 в части исследования электролюминесценции. Ионная имплантация проводилась в рамках выполнения госзадания ФИЦ КазНЦ РАН.

Литература

1. A. L. Vikharev, A. M. Gorbachev, M. A. Lobaev, et al. // Phys. Status Solidi RRL. V. 10. 324 (2016).

2. M. A. Lobaev, D. B. Radishev, A. L. Vikharev, et al. // Appl. Phys. Lett. 123. 251116 (2023).

Рост монокристаллов и изучение электрофизических свойств топологического изолятора $SrSn_2As_2$

А. С. Медведев[1,2,*], В. А. Власенко[1], К. С. Перваков[1]

[1]Физический институт им. П. Н. Лебедева РАН, Ленинский пр., 53, Москва, 119991
[2]ФГБОУ ВО «Российский химико-технологический университет им. Д. И. Менделеева», Миусская пл., 9, Москва, 125047
*med_aleksei2001@mail.ru

В данной работе были выращены монокристаллы топологического изолятора $SrSn_2As_2$. Изучена зависимость сопротивления поверхности монокристалла от температуры. Полученное изменение сопротивления при уменьшении температуры характерно для тонких пленок и наноструктур топологических изоляторов.

Введение

Непрерывное развитие экспериментальной базы в конце 20-го века привело к пересмотру физических свойств уже известных материалов. Топологические изоляторы (ТИ) – пример нового квантового материала, открытие которого стало следствием этого. Необычные проводящие поверхности топологических изоляторов могут привести к созданию новых спинтронных или магнитоэлектрических устройств [1].

Разработка новых методов синтеза однофазных материалов является неотъемлемой частью экспериментального подтверждения ТИ. Кроме того, большинство современных методов исследования свойств ТИ предполагают проведение измерений монокристаллических материалов определенного состава и фазы, что приводит нас к необходимости изучения условий роста данных монокристаллов.

Из расчета электронной структуры соединения $SrSn_2As_2$ [2] следует, что данный материал является топологически нетривиальным и может проявлять свойства топологического изолятора. На сегодняшний день известна только одна работа, посвященная синтезу данного соединения [3]. Для дальнейшего изучения физических свойств материала необходимо получить однофазный порошок состава $SrSn_2As_2$ и вырастить из него монокристалл.

Синтез и рост

Методом механоактивации из металлической стружки Sr (99,99%) и приготовленного заранее прекурсора SnAs был синтезирован однофазный порошок $SrSn_2As_2$. Прекурсор SnAs синтезировали из элементов Sn (99,99%) и As (99,999%) в ампуле в остаточной атмосфере аргона 0,2 бар и температуре отжига 800 °C в течение 48 часов. Компоненты Sr (99,99%) и SnAs в стехиометрическом соотношении загружали в размольную чашу. После процесса механоактивации в мельнице порошок спрессовали в таблетки и термообработали в запаянной кварцевой ампуле в течение недели. Полученные таким образом поликристаллические образцы были охарактеризованы с использованием рентгенофазового анализа.

Методом Ритвельда (рис. 1) были уточнены параметры ячейки кристаллической решетки полученного соединения: a, b = 4,2015(12) и c = 26,759(8) Å, R_p = 5,18%, wR_p = 7,01%. Эти значения совпадают с литературными из базы данных COD № 1008735: a, b = 4,204 Å и c = 26,728 Å.

Все процессы, связанные с синтезом материала, кроме отжига и механоактивации, проводили в перчаточном боксе в атмосфере аргона.

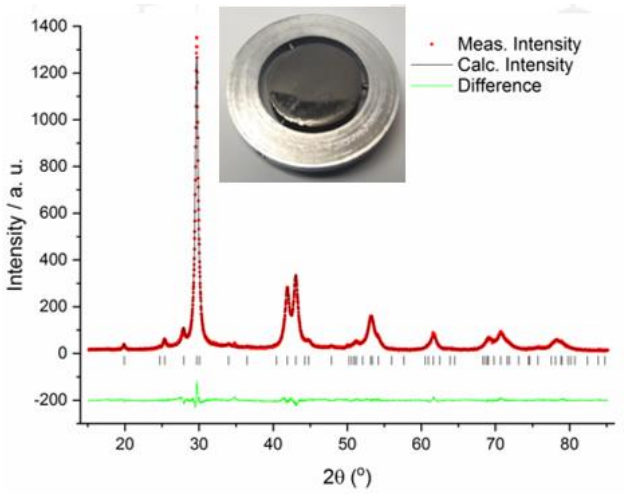


Рис. 1. Уточненная методом Ритвельда дифрактограмма соединения $SrSn_2As_2$ в программе Jana2006

Модифицированным методом Бриджмена из расплава были выращены монокристаллы топологически нетривиального материала $SrSn_2As_2$. Порошок однофазного материала $SrSn_2As_2$ закладывали в кварцевую ампулу, после чего ее откачивали до остаточного давления аргона 0,2 бар и запаивали. Ампулу нагревали до температуры 850 °C и медленно охлаждали до 500 °C. В результате были получены монокристаллы размером до 5 мм (рис. 2).

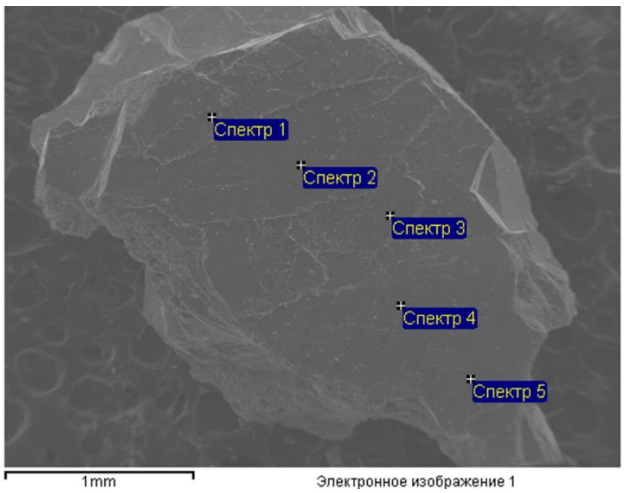


Рис. 2. СЭМ-изображение монокристалла $SrSn_2As_2$ с отметками точек элементного анализа

Результаты

Фазовый и элементный состав монокристаллов был подтвержден рентгенофазовым анализом и методом энергодисперсионной спектроскопии (ЭДС) (рис. 2). Соотношение элементов в монокристалле составляет Sr : Sn : As = 0,954(6) : 2,154(6) : 1,891(7), что, с учетом неровностей и загрязнений на поверхности, можно считать соответствующим составу целевого соединения.

На рис. 3 показана зависимость от температуры сопротивления монокристалла $SrSn_2As_2$. Полупроводниковое поведение при высокой температуре (> 110 K) соответствует постепенному уменьшению числа объемных носителей.

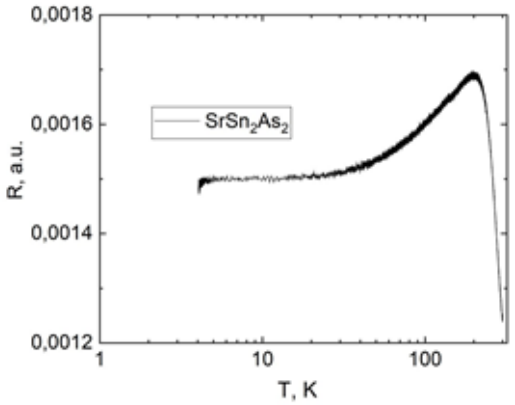


Рис. 3. Температурная зависимость сопротивления $SrSn_2As_2$

При T < 110 K уменьшение сопротивления с понижением температуры является признаком металлических поверхностных состояний, а при температуре ниже 20 K сопротивление монокристалла остается почти постоянным, что указывает на независимую от температуры поверхностную проводимость. Подобное поведение насыщения при низких температурах наблюдалось и во многих других тонких пленках и наноструктурах топологических изоляторов [4, 5].

Выводы

Таким образом, в рамках данной работы был синтезирован однофазный поликристаллический порошок $SrSn_2As_2$ и выращены монокристаллы целевого соединения.

Финансирование

Работа выполнена при финансовой поддержке гранта РФФИ № 21-52-12043 с использованием оборудования ЦКП ФИАН.

Литература

1. J. E. Moore. The birth of topological insulators // Nature. 2010. V. 464, no. 7286. P. 194–198.

2. K. Inzani, A. Faghaninia, S. M. Griffin. Prediction of tunable spin-orbit gapped materials for dark matter detection // Physical Review Research. 2021. V. 3, no. 1. P. 013069.

3. L. Y. Rong et al. Electronic structure of $SrSn_2As_2$ near the topological critical point // Scientific Reports. 2017. V. 7, no. 1. P. 61–72.

Изотопнообогащенные Si/SiGe эпитаксиальные гетероструктуры для квантовых вычислений

А. В. Новиков[1,*], М. В. Шалеев[1], Д. В. Юрасов[1], М. Н. Дроздов[1], Е. В. Демидов[1], Л. С. Ревин[1], А. Л. Панкратов[1], А. В. Антонов[1], Л. В. Красильникова[1], Д. А. Шмырин[1], П. А. Юнин[1], С. В. Ситников[2], Д. В. Щеглов[2], Д. А. Таран[3], Д. А. Павлов[3], З. Ф. Красильник[1]

[1]Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, 7, д. Афонино, Кстовский р-н, Нижегородская обл., 603087
[2]Институт физики полупроводников им. А. В. Ржанова СО РАН, пр. Акад. Лаврентьева, 13, Новосибирск, 630090
[3]Нижегородский государственный университет им. Н. И. Лобачевского, пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603022
*anov@ipmras.ru

Методом молекулярно-пучковой эпитаксии получены изотопнообогащенные $^{28}Si/^{28}Si^{72}Ge$-гетероструктуры с низким (на уровне сотен атомов на миллион) содержанием изотопов с ненулевым ядерным спином как кремния (^{29}Si-изотопа), так и германия (^{73}Ge-изотопа). Максимальная подвижность носителей в двумерном электронном газе в выращенных структурах составила 45 000 см^2/(В*с) при T = 1,6 К, что свидетельствует об их высоком качестве. Низкое содержание изотопов Si и Ge с ненулевым ядерным спином в полученных Si/SiGe-структурах и их высокое качество позволяет использовать их для формирования спиновых кубитов.

Введение

В последние годы полупроводниковые структуры рассматриваются как одни из кандидатов для создания квантового компьютера, содержащего большое число кубитов. Во многом это обусловлено малыми размерами полупроводниковых кубитов, что делает для них менее острой проблему масштабируемости квантовых вычислительных устройств. Несмотря на то, что первые полупроводниковые кубиты были реализованы на гетероструктурах GaAs/AlAs, в настоящее время наибольшее внимание к себе привлекают кубиты на основе кремния. Во многом это обусловлено возможностью использования для их создания промышленных интегральных технологий [1]. Важным преимуществом Si-кубитов являются также развитые технологии изотопого обогащения Si, которые позволяют на порядки понизить содержание изотопа ^{29}Si с ненулевым ядерным спином. Это значительно увеличивает время фазовой когерентности кубита на основе манипуляции спином электрона в Si [2].

Среди различных вариантов реализации Si-кубитов рекордные значения по точности выполнения одно- и двухкубитных операций демонстрируют кубиты на основе Si/SiGe-структур [2], что связано с низким уровнем шума в них, который обеспечивается:

– высоким качеством структур, характеристикой которого может выступать подвижность электронов в Si квантовой яме (КЯ);

– наличием эпитаксиального SiGe-слоя, отделяющего область локализации электронов от аморфных диэлектрических слоев, которые являются основным источником зарядовых шумов;

– слабым спин-орбитальным взаимодействием электронов в SiGe-структурах;

– низким содержанием изотопа ^{29}Si с ненулевым ядерным спином в Si КЯ, месте локализации электронов, вследствие использования при ее формировании изотопнообогащенного ^{28}Si.

Существенным же недостатком кубитов на основе Si/SiGe-структур является небольшая величина междолинного расщепления (МР) в них [3], что ограничивает их максимальные рабочие температуры. В последние годы были предложены различные подходы для увеличения величны МР в этих структурах, часть из которых предполагает введение германия в КЯ в виде раствора с Si или тонких вставок [3]. Для практической реализации данных подходов необходим рост SiGe-структур с низким содержанием не только ^{29}Si-изотопа, но и ^{73}Ge-изотопа. Такие SiGe-структуры были получены в настоящей работе.

Результаты

Рост изотопнообогащенных структур Si/SiGe был выполнен методом МПЭ на установке Balzers UMS 500P. Испарение Si и Ge в ней осуществлялось из отдельных электронно-лучевых испарителей. Для испарения использовались изотопнообогащенные монокристаллы ^{28}Si и ^{72}Ge с содержанием изотопов с ненулевым ядерным спином (^{29}Si и ^{73}Ge соответственно) на уровне 100 атомов на миллион (part per million, ppm), полученные в ИХВВ им. Г. Г. Девятых РАН (г. Нижний Новгород).

Были выращены Si/SiGe-структуры, дизайн которых схематически представлен на рис. 1. Рост осуществляется на т. н. «виртуальных подложках» (virtual substrate) $Si_{1-x}Ge_x$/Si(001), представлявших собой градиентные релаксированные $Si_{1-x}Ge_x$ буферы с долей Ge в верхнем слое x_{Ge}~30% (рис. 1). Релаксированные буферы были получены методом МПЭ из природных источников. С целью уменьшения шероховатости поверхности выращенные SiGe-буферы подвергались химико-механической полировке.

Структура, выращенная из изотопнообогащенных источников, состояла из ненапряженного слоя $Si_{1-x}Ge_x$ с x~30% толщиной (d) d ~300 нм, Si-напряженной КЯ с d~10 нм, покровного слоя SiGe с x_{Ge}~30% и d~45 нм и защитного слоя Si с d~2 нм. Температура осаждения структуры выбиралась достаточно низкой (~500 °C), чтобы избежать релаксации упругих напряжений в Si КЯ и получить резкую гетерограницу Si/SiGe, что способствует увеличению МР [3]. Отсутствие релаксации упругих напряжений в выращенной структуре подтверждено методами рентгеновской дифракции и просвечивающей электронной микроскопии.

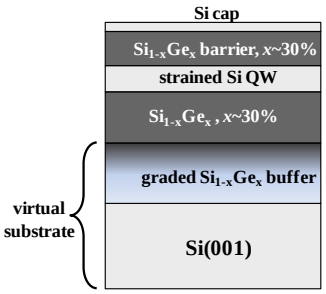


Рис. 1. Схема выращенных Si/SiGe-структур

Количественный анализ распределения изотопов с ненулевым ядерным спином в выращенной структуре, выполненный с помощью времяпролетного вторичного ионного масс-спектрометра (ВИМС) TOF.SIMS-5, показал, что концентрация изотопов ^{29}Si и ^{73}Ge в ней на порядки меньше, чем в релаксированном SiGe-буфере, полученном из источников природного обогащения (рис. 2). Содержание ^{29}Si и ^{73}Ge изотопов в изотопнообогащенной части структуры находится на уровне их содержания в испаряемых источниках, то есть на уровне 100 ppm (рис. 2).

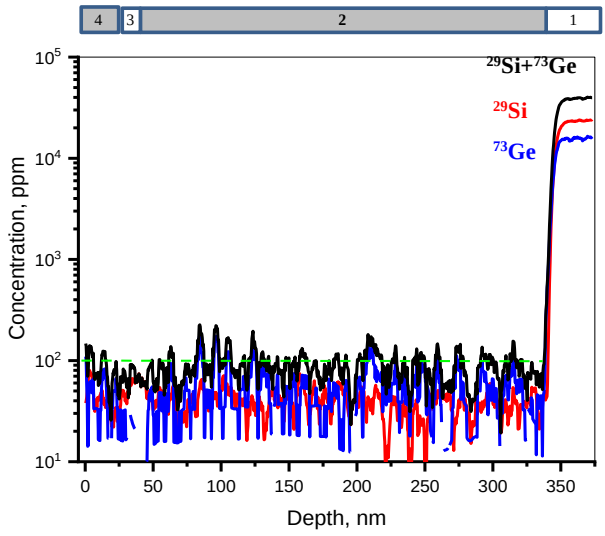


Рис. 2. Полученное с помощью ВИМСа количественное распределение изотопов с ненулевым ядерным спином (^{29}Si и ^{73}Ge), а также их суммарной концентрации по глубине Si/SiGe-структуры. Пунктирная линия показывает уровень концентрации в 100 ppm. В верхней части рисунка схематически показаны различные слои структуры: *1* – релаксированный SiGe-буфер, выращенный из природных источников; *2* – ^{28}Si^{72}Ge буферный слой; *3* – ^{28}Si КЯ; *4* – покровный ^{28}Si^{72}Ge-слой

Для характеризации полученных изотопнообогащенных Si/SiGe-структур на них были сформированы холловские мостики с изолированным затвором. В качестве подзатворного диэлектрика использовался слой Al_2O_3 с d ~ 40 нм, нанесенный методом атомно-*слоевого осаждения. Измерения, выполненные при* T = 1,6 К показали, что при варьировании напряжения на затворе (выше порогового) в диапазоне единиц вольт слоевая концентрация электронов менялась в диапазоне от 10^{11} до ~10^{12} см$^{-2}$. Так как напряженная (растянутая) Si КЯ является глубокой потенциальной ямой для электронов, то при низких температурах проводимость структуры обусловлена транспортом двумерного электронного газа в ней. При этом подвижность электронного газа характеризует качество как Si КЯ, так и всей структуры в целом. Из измерений эффекта Холла в магнитном поле 0,5 Тл при T = = 1,6 К было получено, что подвижность электронов в двумерном электронном газе в вышеуказанном диапазоне концентраций превышала 10^4 см^2/(В*с), с максимальным значением ~$4{,}5\times10^4$ см^2/(В*с) при концентрациях электронов ~7×10^{11} см$^{-2}$. Полученные значения подвижности являются достаточно высокими, чтобы использовать выращенные изотопнообогащенные структуры для формирования кубитов [4].

На полученных Si/SiGe-структурах была сформирована система управляющих затворов, омических контактов и диэлектрических разделительных слоев, необходимых для формирования одноэлектронного транзистора (ОТ). В полупроводниковых кубитах ОТ используется в качестве зарядового сенсора для детектирования состояния спина электрона [1]. Измерения параметров ОТ, выполненные при температурах 10–20 мК, выявили изменения проводимости (тока), связанные с одноэлектронным туннелированием.

Выводы

Низкое содержание в полученных Si/SiGe-структурах изотопов с ненулевым ядерным спином как Si, так и Ge, а также их высокое качество, подтвержденное транспортными измерениями, позволяет использовать их для формирования кубитов и проверки предложенных подходов увеличения МР в Si/SiGe-структурах за счет введения Ge в КЯ [3].

Финансирование

Работа по росту и исследованию изотопнообогащенных SiGe-гетероструктур выполнена при поддержке Росатома в рамках Дорожной карты «Квантовые вычисления» (Договор № 868-1.3-15/15-2021 от 5 октября 2021 г. и Договор № Р2194 от 14.12.2021) с использованием оборудования ЦКП «Физика и технология микро- и наноструктур» ИФМ РАН. Работы по изготовлению холловских мостиков с изолированным затвором выполнены на оборудовании ЦКП «Наноструктуры» ИФП СО РАН при поддержке Росатома в рамках Дорожной карты «Квантовые вычисления» (Договор № 868-1.3-15/15-2021 от 5 октября 2021 г. и Договор № Р2187 от 13.12.2021).

Литература

1. A. M. J. Zwerver et al. // Nature Electronics. 2022. V. 5. P. 184–190.

2. P. Stano, D. Loss. // https://arxiv.org/abs/2107.06485

3. M. P. Losert et al. // Phys. Rev. B. 2023. V. 108. P. 125405.

4. W. I. L. Lawrie et al. // Appl. Phys. Lett. 2020. V. 116. P. 080501.

Влияние каплера на микроволновой транспорт в системе двух связанных флаксониум-кубитов

Д. С. Пашин[1,*], М. В. Бастракова[1,2]

[1]Нижегородский государственный университет им. Н. И. Лобачевского, пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603022
[2]Российский квантовый центр, Большой бульвар, 30, Москва, 121205
*pashindmi@gmail.com

В работе изучается микроволновой транспорт через одномерный волновод с массивом кубитов, связанных с многоуровневой системой. Роль таких систем могут играть различные каплеры или джозефсоновские усилители. Получены зависимости для коэффициентов прохождения и отражения, а также амплитуды вероятности возбуждения кубитов. Обсуждаются эффекты коллективных возбуждений массива кубитов.

Введение

Многие лаборатории мира, использующие сверхпроводниковые трансмон-кубиты, уже добились значительного прогресса в создании прототипа квантового компьютера. В таких системах удается достигать времени когеренции в сотни микросекунд. Хотя двухкубитные операции с высокой точностью уже были продемонстрированы на трансмон-кубитах, их слабая ангармоничность представляет собой серьезный барьер для дальнейшего масштабирования. Альтернативным сверхпроводниковым типом являются флаксониум-кубиты. Благодаря большой индуктивности, состоящей из массива джозефсоновских переходов, удается значительно уменьшить чувствительность к зарядовому и потоковому шумам и достигнуть высокого ангармонизма в спектре таких кубитов. При этом расстояние между двумя логическими уровнями оказывается на порядок меньше, чем расстояние до вышележащих уровней. Недавно была представлена экспериментальная реализация флаксониум-кубита с временем когеренции в 1,5 мс [1].

Одной из важных задач в создании многокубитного процессора на основе флаксониум-кубитов является реализация настраиваемого каплера, обеспечивающего связь между ними, что дает возможность изолировать кубиты во время однокубитных операций. Такая связь должна позволять реализовывать двухкубитные операции с высокой точностью на временах, не превышающих времена когеренции кубитов. В данной работе изучается влияние каплера на микроволновой транспорт фотонов в системе из двух флаксониум-кубитов.

Гальваническая связь

В качестве модели используется гальваническая связь [2], в которой кубиты не взаимодействуют напрямую, а величина связи полностью определяется состоянием связывающего элемента. Для изучения микроволнового транспорта каждый из кубитов емкостно связан с одномерным волноводом (рис. 1).

Общий гамильтониан может быть записан как

$$H = H_{ph} + H_s + \sum_i (H_{q_i} + H_{q_i-s} + H_{q_i-ph}), \quad (1)$$

где слагаемое $H_{ph} = \sum_k \hbar\,\omega_k\, b^{k\dagger} b^k$ описывает состояние мод одномерного волновода с частотами ω_k, с операторами рождения $b^{k\dagger}$ и уничтожения b^k, H_{q_i} характеризует кубиты с частотой Ω_i, H_s отвечает за состояние каплера, с которым связан i-й кубит через взаимодействие H_{q_i-s}, а слагаемое, отвечающее за взаимодействие i-го кубита, находящегося в точке x_i, с фотонным полем, характеризующееся константой γ_i, имеет вид:

$$H_{q_i-ph} = \hbar\,\gamma_i \sum_k (\, b^{k\dagger} e^{-i\,k\,x_i} + b^k e^{i\,k\,x_i}) \sigma_z^i \ .$$

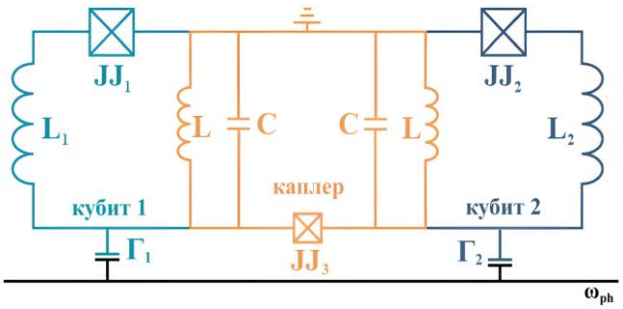


Рис. 1. Схема гальванической связи двух флаксониум-кубитов, помещенных в одномерную волноводную линию

В однофотонном приближении методом проекционных операторов [3] получены зависимости от состояния каплера вероятностей прохождения, отражения фотона и вероятностей возбуждения каждого кубита.

Полученные результаты могут быть полезны для эффективного смещения частоты двухуровневых систем, а также селективного возбуждения кубитов, близких по частотам и связанных гальванической связью. Помимо этого продемонстрированный метод позволяет рассчитывать транспорт микроволновых фотонов в массивах кубитов, помещенных в волноводную линию, и численно изучать эффекты коллективных возбуждений.

Финансирование

Работа была выполнена при поддержке министерства науки и высшего образования РФ (госзадание FSWR-2023-0035).

Литература

1. A. Somoroff, Q. Ficheux, R. A. Mencia, H. Xiong, R. Kuzmin and V. E. Manucharyan // Phys. Rev. Lett. 2023. V. 130, no. 26. P. 267001.

2. D. K. Weiss, H. Zhang, C. Ding, et al. // PRX Quantum. 2022. V. 3, no. 4. P. 040336.

3. Y. S. Greenberg, A. A. Shtygashev // Phys. Rev. A. 2015. V. 92, no. 6. P. 063835.

Управление состояниями кинемон-кубита широкополосными цифровыми импульсами

П. В. Пикунов[1,*], Д. С. Пашин[1], М. В. Бастракова[1,2], И. И. Соловьев[3,4], Н. В. Кленов[4,5]

[1]Нижегородский государственный университет им. Н. И. Лобачевского, пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603022
[2]Российский квантовый центр, Большой бульвар, 30, Москва, 121205
[3]Институт ядерной физики им. Д. В. Скобельцына МГУ им. М. В. Ломоносова, Ленинские горы, 1, стр. 2, Москва, 119991
[4]Университет науки и технологий МИСИС, Ленинский пр., 4, стр. 1, Москва, 119049
[5]Физический факультет МГУ им. Ломоносова, Ленинские горы, 1, стр. 2, Москва, 119991
*pavel.pikunov@internet.ru

Исследована возможность управления состояниями двухконтактного сверхпроводящего интерферометра с помощью переходов Ландау – Зинера. Продемонстрирована возможность реализации высокоточных квантовых операций в такой системе при управлении одиночными потоковыми квантовыми импульсами. Найден оптимальный диапазон индуктивных параметров системы и входного сигнала.

Введение

Сверхпроводящие искусственные квантовые системы в настоящее время широко используются для создания прототипов квантовых процессоров [1]. Однако не прекращается поиск новых сверхпроводниковых двухуровневых систем, которые обладают более длительным временем декогеренции, устойчивостью к зарядовым и потоковым шумам, а также позволяющих совершать более точные операции. Так, в работе [2] был представлен новый тип кубита – кинемон. Данный тип кубита представляет собой трансмон с дополнительной кинетической индуктивностью, обладающий всеми преимуществами предшественника, при этом решает главную проблему – почти эквидистантный спектр. Более того, такой кубит может использоваться в роли элемента гибридной квантово-классической нейроморфной системы [3, 4], как «Сигма-нейрон» [5] или «Гаусс-нейрон» [6], при использовании одного или двух джозефсоновских контактов соответственно.

Кроме того, в настоящее время ведется работа по поиску новых способов управления двухуровневыми системами, которые позволят решить проблему по сокращению микроволнового оборудования для реализации квантовых операций в процессе масштабирования кубитных систем, а также ускорить квантовые операции. Одним из таких подходов является использование элементов быстрой одноквантовой логики (Single Flux Quantum (SFQ) logic). Так, в работе [7] предлагается использовать последовательность SFQ-импульсов, а в нашей недавней работе [8] мы исследовали «Сигма-нейрон» как элемент квантовой гибридной системы, управляемый одиночным потоковым квантовым импульсом.

В данной работе мы предлагаем использовать кинемон с двумя джозефсоновскими контактами (схема на рис. 1) в качестве вспомогательного кубита, состояния которого управляются переходами Ландау – Зинера с помощью одноквантовых потоковых импульсов (SFQ). Воздействие приводит к перестройке энергетического спектра системы в мгновенном базисе, тем самым происходит сближение уровней в моменты нарастания/спада управляющего SFQ-импульса. В эти моменты времени существует вероятность переходов Ландау – Зинера, и, управляя параметрами внешнего поля, можно контролировать данный процесс, реализуя квантовые операции в кинемоне.

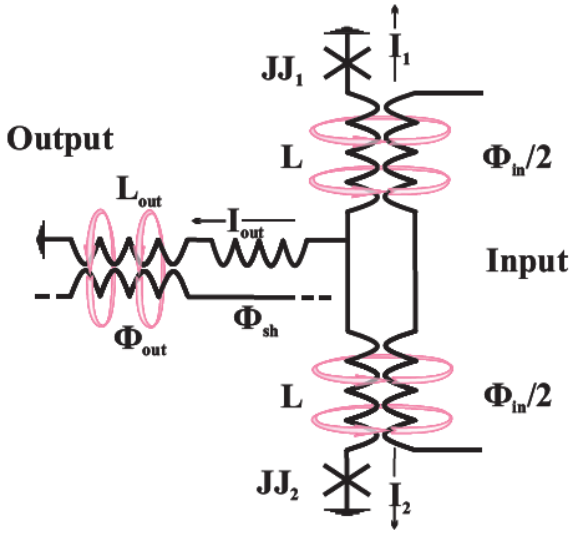


Рис. 1. Схема двухконтактного сверхпроводникового интерферометра («Гаусс-нейрон»)

Физическая модель

Гамильтониан исследуемой системы (рис. 1) задается выражением:

$$H = \frac{E_C}{\hbar^2}\left(p_\varphi^2 + p_\theta^2\right) + E_J\left(\frac{(\theta - \varphi_{sh})^2}{2(2l_{out} + l)} + \frac{(\varphi - \varphi_{in})^2}{2l}\right) + \\ + E_J(1 - \cos\theta\cos\varphi),$$

где E_C и E_J – энергия заряда и энергия Джозефсона соответственно; φ, Θ – полусумма и полуразность разности фаз на джозефсоновских контактах. Коэффициенты l и l_{out} – безразмерные индуктивности, определяемые экспериментально, а φ_{sh} – внешний сдвигающий поток (подробнее см. в [4]). Динамическое управление состояниями системы осуществляется с помощью SFQ-импульсов:

$$\varphi_{in}(t) = A\left(\frac{1}{1 + e^{-2D(t-t_1)}} + \frac{1}{1 + e^{2D(t-t_2)}}\right),$$

где параметры A и D задают уровень и скорость нарастания/спада входного магнитного потока соответственно.

Результаты

Изменяя параметры системы и параметры входящего потока, мы нашли конфигурацию системы, при которой происходит антикроссинг (сближение) ос-

новного и первого возбужденного уровней (рис. 2), но при этом нет явного пересечения между первым и вторым возбужденными уровнями. Стоит отметить, что при прохождении входного потока система дважды испытывает переходы Ландау – Зинера.

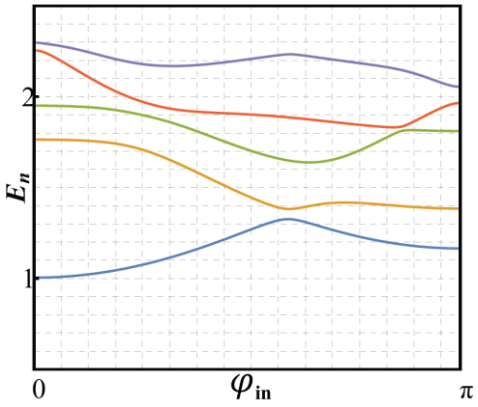


Рис. 2. Спектр системы как функция φ_{in}. Параметры системы: $A = \pi$, $l_{out} = 5$, $l = 2{,}65$, $\frac{E_J}{2E_C} = 1, D = 0{,}008$, $t_1 = 500, t_2 = 1500$, $\varphi_{sh} = \pi/10$

За время действия внешнего потока возможен переход системы из основного состояния в возбужденное (операция *NOT*) (рис. 3, *а*, *б*). Точность операции (fidelity), показанной на рис. 3, *а*, *б*, составляет 99,99%. При этом параметры системы подобраны таким образом, чтобы утечка на вышележащие уровни была минимальной (рис. 3, *в*). Перейдя в размерные единицы, можно оценить примерную длительность операции NOT, и она составляет 20–60 нс.

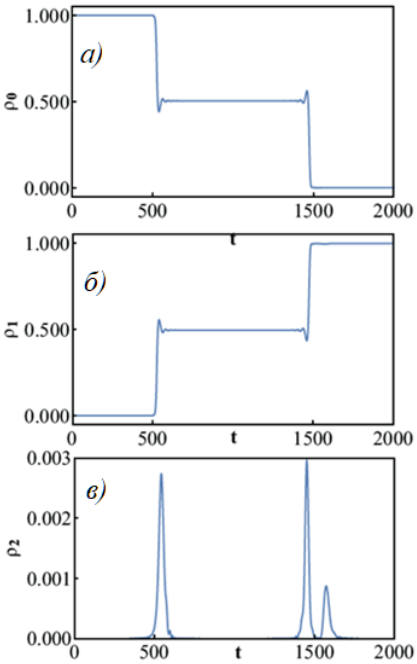


Рис. 3. Населенность основного, первого и второго возбужденного уровней (*а*, *б*, *в* соответственно) под действием внешнего магнитного поля. Параметры системы: $A = \pi$, $l_{out} = 5, l = 2{,}65, E_J/2E_C = 1, D = 0{,}008, t_1 = 500$, $t_2 = 1500, \varphi_{sh} = \pi/10$

Кроме этого, была найдена оптимальная область параметров l и D, в которой достигается максимальная населенность первого возбужденного уровня (рис. 4). Важно, что точный подбор индуктивности в системе (который сложно изменить в реальных системах) не требуется – высокой точности можно добиться, подстраивая внешний поток.

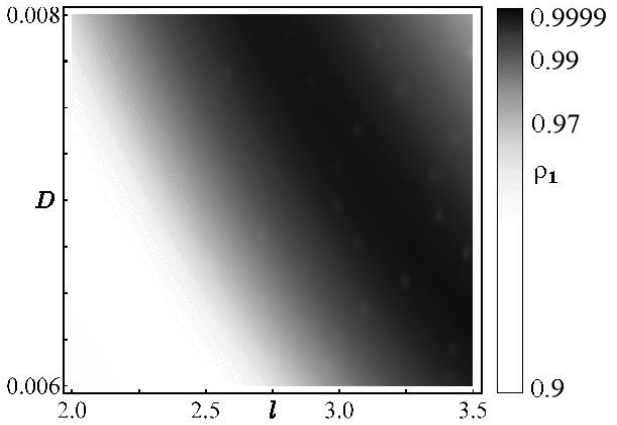


Рис. 4. Карта параметров населенности первого возбужденного уровня после прохождения входного потока. Параметры системы: $A = \pi$, $l_{out} = 5, E_J/2E_C = 1, \varphi_{sh} = \pi/10$

Таким образом, в работе продемонстрирована возможность реализации квантовых операций в сверхпроводящем интерферометре на базе кинемона при использовании сверхпроводниковых цифровых схем управления на основе SFQ-импульсов.

Финансирование

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского научного фонда № 22-72-10075.

Литература

1. P. Krantz, M. Kjaergaard, F. Yan, T. P. Orlando, S. Gustavsson, and W. D. Oliver,// Applied Physics Reviews. 2019. V. 6. P. 021318.

2. D. Kalacheva, G. Fedorov, J. Zotova, S. Kadyrmetov, A. Kirkovskii, A. Dmitriev, O. Astafiev // arXiv:2306.05830. 2023.

3. I. Soloviev, A. Schegolev, N. Klenov, S. Bakurskiy, M. Kupriyanov, M. Tereshonok, A. Shadrin, V. Stolyarov, A. Golubov // Journal of Applied Physics. 2018. V. 124. P. 152113.

4. A. Schegolev, N. Klenov, S. Bakurskiy, I. Soloviev, M. Kupriyanov, M. Tereshonok, A. Sidorenko // Beilstein Arch. 2022. P. 202216.

5. А. С. Ионин, Н. С. Шуравин, Л. Н. Карелина, А. Н. Россоленко, М. С. Сидельников, С. В. Егоров, В. И. Чичков, М. В. Чичков, М. В. Жданова, А. Е. Щеголев, В. В. Больгинов // ЖЭТФ. 2023. Т. 164. С. 1008–1021.

6. А. С. Ионин, Л. Н. Карелина, Н. С. Шуравин, М. С. Сидельников, Ф. А. Разоренов, С. В. Егоров, В. В. Больгинов // Письма в ЖЭТФ. 2023. Т. 118. С. 761–768.

7. M. Bastrakova, V. Vozhakov, I. Solovyev, N. Klenov, A. Satanin // Quantum Science and Technology. 2023. V. 8. P. 035024.

8. M. Bastrakova, D. Pashin, P. Pikunov, A. Shchegolev, N. Klenov, I. Solovyev // Beilstein Journal of Nanotechnology. 2023. V. 14. P. 1116–1126.

Формирователь СВЧ-импульсов в устройствах квантового распределения ключей

В. Г. Попов[1,2,3]

[1]АО «ИнфоТеКС», ул. Отрадная, 2Б, стр. 1, Москва
[2]Отдел радио-фотоники, НТЦ Телекоммуникаций МФТИ, Институтский пер., 9, Долгопрудный Московской обл.
[3]Факультет информационных технологий и анализа больших данных Финансового университета при правительстве РФ, 4-й Вешняковский проезд, 4, Москва
VladimirPopov@infotecs.ru

В докладе рассматриваются устройства квантового распределения ключей и их параметры, отвечающие за такие характеристики, как дальность устойчивой работы и скорость выработки ключа шифрования. Для увеличения дальности предлагается схемотехническое решение модуля формирователя стробирующего импульса однофотонного детектора на основе высокочастотных гетеро-транзисторов. Подобное же решение может быть применено и для создания коротких лазерных импульсов, которые используются в устройствах квантового распределения ключей.

Введение

Бурное развитие информационных технологий выдвигает новые требования к компонентной базе современных компьютеров и новые требования к конфиденциальности цифровой информации. Развитие параллельных алгоритмов обработки информации привело к осознанию, что современные асимметричные методы шифрования информации при ее передаче уже являются уязвимыми, а с появлением квантовых компьютеров с числом кубитов больше нескольких тысяч эффективная мощность ключей шифрования, или уровень секретности, становится нулевой [1]. В связи с этим в 1984-м году была предложена технология квантового распределения ключей [2]. Гарантией доверенной доставки ключа является тот факт, что информация кодируется в квантовых состояниях фотона, которые при внешнем воздействии могут измениться, что приведет к ошибкам при формировании симметричного ключа. При этом важно, чтобы количество фотонов в импульсах излучения было мало, не более 1. Для измерения таких малых мощностей используют однофотонные детекторы и технологию импульсной синхронизации таких детекторов с фотонными импульсами (здесь я буду рассматривать дискретные квантовые протоколы [2]). Параметры детекторов существенно влияют на скорость формирования или выработки квантового ключа, допустимые для надежной выработки дальность или затухание в канале связи. В частности, конечная дальность надежной выработки ключа зависит от темновых шумов однофотонного детектора. Очевидно, если темп темновых срабатываний детектора сравнится с темпом прихода фотонов, ожидать надежной выработки квантового ключа не приходится. Темп же темновых срабатываний в свою очередь определяется временем активации детектора, то есть временем нахождения детектора в режиме однофотонной чувствительности. Чем дольше однофотонный детектор находится в состоянии высокой чувствительности, тем выше вероятность его ложного или темнового срабатывания и тем выше темп темновых отчетов, а значит, и ниже допустимая дальность выработки квантового ключа [3]. Таким образом, задача об уменьшении длительности активации однофотонных детекторов и соответствующих фотонных импульсов приобретает не только фундаментальный, но и прикладной интерес. На сегодняшний день длительность импульсов определяется как возможностью управляющей электроники, так и граничными частотами лазеров и однофотонных детекторов.

Необходимо отметить, что однофотонные детекторы имеют запаздывание при срабатывании, которое определяет их граничную частоту. Время запаздывания измерить точно достаточно проблематично, поскольку неизвестно время прихода фотона в детектор, поэтому экспериментально наблюдаются некоторые флуктуации задержки срабатывания детектора, исходя из средней величины которых можно определить среднее время срабатывания, а значит и минимальную длительность импульса, подаваемого на детектор. Так в обзоре [3] указано, что средняя длительность таких флуктуаций может достигать от 0,04 нс в случае датчика на основе сверхпроводниковых нанопроволок до 0,4 нс в случае лавинно-пролетного диода. Поскольку данные по лавинно-пролетному диоду требуют корректировки с учетом долгого времени релаксации детектора, имеет смысл обратить внимание на сверхпроводниковый детектор. Время импульса в 40 пс на сегодняшний день является сложно достижимым, поскольку требует высокой тактовой частоты порядка 20 ГГц. Цифровые схемы, работающие на таких частотах, на сегодняшний день не реализованы, по крайней мере, коммерчески не доступны. В этой работе мы предлагаем формирователь импульсов такой длительности на основе СВЧ-транзистора и линий управляемой оптической задержки сигналов.

Обсуждение

Быстродействие КРК ограничивается следующими факторами:

1. Время пролета фотонов между источником и приемником.

2. Время на операции усиления секретности ключа.

3. Быстродействие детектора и источника излучения.

Первые два времени относятся к задержке формирования ключа шифрования и могут быть компенсированы большим количеством переданных информационных состояний, из которых можно в дальнейшем получить большее количества ключей шифрования. А вот быстродействие источника и детектора

определяют темп формирования квантовых состояний фотонов и темп их регистрации. Необходимо отметить, что помимо этого есть еще затухание в канале связи, что существенно уменьшает темп прихода фотонов, но эту характеристику сложно контролировать в реальных условиях телекоммуникационных систем. Повышение быстродействия источников фотонов и детекторов позволит не только преодолеть ограничения, связанные с затуханием, но и создаст новые возможности для уплотнения квантовых каналов с обычными каналами информационного трафика. Кроме того, как было описано выше, важным параметром является дальность КРК, которая также связана с затуханием и темновыми шумами детектора. Чтобы уменьшить темновые шумы, нужно уменьшать длительность стробирующего детектор импульса. В данной работе предлагается использовать СВЧ-формирователь импульсов, который можно использовать как для источника фотонов, так и для детектора. Принципиальная схема устройства приведена на рис. 1. На формирователь подается стробирующий импульс, который разделяется на два, один из которых инвертируется по полярности, задерживается линией задержки и подается на затвор полевого СВЧ-транзистора с n-каналом. На исток транзистора подается исходный импульс, в результате канал транзистора находится в открытом состоянии короткое время, приблизительно равное времени нарастания фронта импульса. Таким образом, на стоке транзистора возникает импульс напряжения длительностью, равной удвоенной длительности фронтов входного импульса. Для дальнейшего сжатия длительности предлагается к использованию резонансно-туннельный диод (РТД). Такой диод интересен тем, что на вольт-амперной характеристике наблюдается токовый пик [4] (см. вставку на рис. 1 с зеленой кривой). Положение этого пика определяется параметрами гетероструктурных слоев и может меняться в широких пределах от 0 до 10 В [4]. Положение токового пика можно выбрать близким по величине к амплитуде импульса напряжения. Поскольку ширина токового пика может быть небольшой, вплоть до нескольких милливольт, это приведет к значительному сужению импульса в токе, а значит, и в падении напряжения на нагрузочном сопротивлении. В результате импульс можно сжать в соотношении близком к V_n/dV_n = 10 В/ 10мВ = 1000 раз. На сегодняшний день цифровая электроника работает на тактах длительностью 1 нс, предложенный формирователь способен

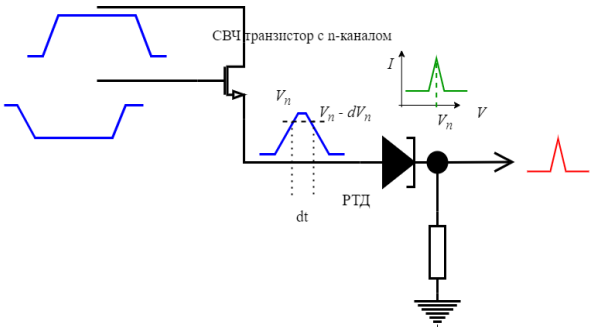


Рис. 1. Принципиальная схема формирователя ультракоротких импульсов

сжать импульс до нескольких пс. А это в свою очередь может уменьшить время стробирования и темновые шумы детектора в тысячу раз и привести к радикальному увеличению дальности КРК.

Выводы

В работе предложена принципиальная схема формирователя СВЧ-импульсов, позволяющая достичь длительности импульсов в единицы пикосекунд, что может найти применение как в источниках квантовых состояний, так и в детекторах. Использование таких импульсов в устройствах КРК приведет к значительному увеличению дальности КРК и может способствовать таким решениям, как повышение скорости распределения ключей шифрования. Необходимо отметить, что такие формирователи могут найти применение и в лазерах с ультракороткими импульсами.

Литература

1. National Security Agency, «National Policy on the Use of the Advanced Encryption Standard (AES) to Protect National Security Systems and National Security Information», NSA, Tech. Rep., 2003.

2. S. Pirandola, U. L. Andersen, L. Banchi, M. Berta, D. Bunandar, R. Colbeck, D. Englund, T. Gehring, C. Lupo, C. Ottaviani, J. L. Pereira, et al. «Advances in quantum cryptography». Advances in Optics and Photonics, 12: P. 1012–1236. arXiv:1906.01645 (2020).

3. M. D. Eisaman et al. «Invited review article: Single-photon sources and detectors. Review of scientific instruments». 82 p. 071101 (2011).

4. H. Mizuta, T. Tanoe. «The Physics and Applications of Resonant Tunnelling Diodes». Cambridge University Press, New York, 1995.

Исследование баланса зарядовых состояний в ансамбле NV-центров в CVD-алмазе при совместном фото- и электровозбуждении люминесценции

Д. Б. Радищев[1,*], М. А. Лобаев, А. Л. Вихарев, А. М. Горбачев, С. А. Богданов, В. А. Исаев, С. А. Краев, А. И. Охапкин, Е. А. Архипова, В. Е. Демидов, М. Н. Дроздов

Федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики им. А. В. Гапонова-Грехова Российской академии наук, ул. Ульянова, 46, Нижний Новгород, 603950
*dibr@ipfran.ru

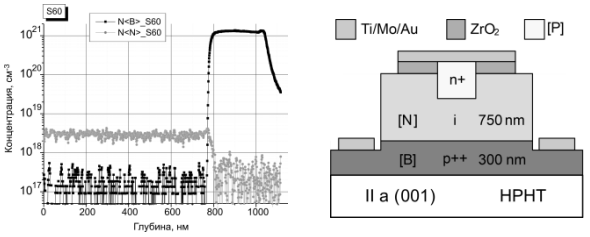
В настоящее время центры окраски в алмазе являются объектом исследований, важным для квантовых приложений. Одним из активно исследуемых центров окраски является центр «азот-вакансия» в алмазе (NV-центр), имеющий два известных зарядовых состояния. В докладе исследуется возможность электрического управления зарядовыми состояниями в ансамбле NV-центров. Обнаружена выраженная зависимость баланса зарядовых состояний от протекающего через *p*-*i*-*n*-диод тока. Также исследована связанная с азотом линия излучения 533 нм, наблюдаемая только в спектре электролюминесценции.

Введение

Центры окраски азот-вакансия (NV-центры) в CVD-алмазе – перспективный объект для применения в области квантовой обработки данных, магнитометрии и биологического зондирования. Важно, что NV-центр может находиться в различных зарядовых состояниях, при этом для конкретного применения, как правило, необходимо иметь центр в конкретном состоянии. Баланс зарядовых состояний в ансамбле NV-центров зависит от самых разных факторов: концентрации замещающего азота и других легирующих примесей, внешнего оптического возбуждения, температуры и прочих, поэтому для практического применения NV-центров необходимо понимать влияние на зарядовые состояния различных факторов. В данном докладе представлены результаты исследования баланса зарядовых состояний в ансамбле NV-центров при совместном фото- и электровозбуждении люминесценции в специально изготовленном алмазном *p*-*i*-*n*-диоде, содержащем NV-центры в *i*-слое.

Эксперимент

Структура алмазного диода выращивалась на подложке с ориентацией (001), размером 3,5×3,5×0,5 мм из HPHT алмаза IIa. Все слои структуры диода выращивались в CVD-реакторе, подробно описанном в работе [1]. Процесс изготовления диода аналогичен описанному в [2]. На подложке выращивалась структура, состоящая из двух слоев алмаза: сильно легированного бором с концентрацией бора $[B] = 1{,}7 \cdot 10^{21}$ см$^{-3}$ толщиной 300 нм и слоя слабо легированного азотом с концентрацией $[N] = 3{,}0 \cdot 10^{18}$ см$^{-3}$ и толщиной слоя 750 нм для создания NV-центров в *i*-области диода. ВИМС профиль выращенной структуры показан на рис. 1, *а*. Область, легированная фосфором с концентрацией $2{,}5 \times 10^{20}$ см$^{-3}$, была создана методом селективного заращивания канавки прямоугольной формы, вытравленной в легированном азотом слое. Чтобы предотвратить образование паразитного диода Шоттки, на верхнюю часть меза-структуры наносилась диэлектрическая маска из ZrO_2, закрывающая *i*-слой, но открывающая легированную фосфором канавку. Затем на структуру диода наносились омические контакты Ti/Mo/Au. Схема полученного диода показана на рис. 1, *б*. Структурное отличие диода от описанного в [2] заключается в наличии в нем изолирующего слоя.



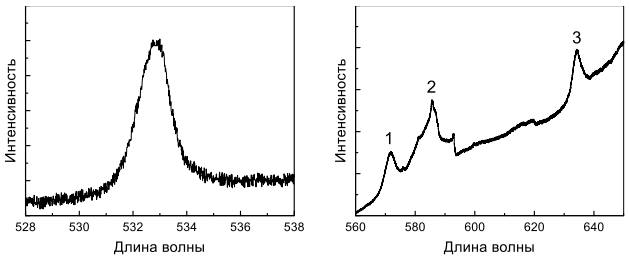
а) б)

Рис. 1. Профиль концентрации примесей, полученный методом ВИМС для выращенной структуры (*а*), схема *p*-*i*-*n*-диода (*б*)

Результаты

Поскольку наблюдению люминесценции с верхней стороны структуры препятствовали металлические электроды, сигнал люминесценции наблюдался с нижней стороны, при фокусировке на *i*-область сквозь подложку. Для оптического возбуждения люминесценции использовался DPSS-лазер с длиной волны 514 нм и мощностью до 1000 мВт. Для исследования электровозбуждения люминесценции через диод пропускался ток при помощи характериографа Keysight B2900. Спектр люминесценции регистрировался спектрометром Horiba JY FHR-1000.

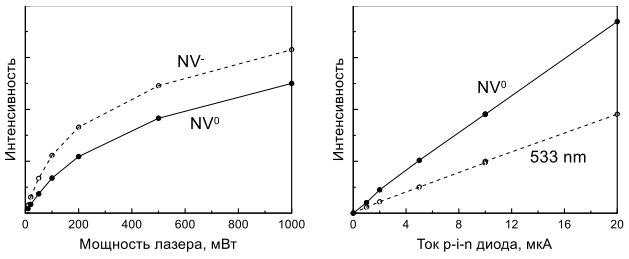
Центр азот-вакансия в алмазе имеет два известных зарядовых состояния, нейтральное NV^0 с бесфононным пиком люминесценции (ZPL) на длине волны 575 нм и отрицательное NV^- с ZPL на 633 нм. Кроме того, наблюдается пик люминесценции с длиной волны 533 нм, связанный с наличием азота в алмазе, но до настоящего времени достоверно не отождествленный. До сих пор излучение на длине волны 533 нм наблюдалось только в катодолюминесценции, впервые в спектре электролюминесценции эта линия была обнаружена в нашей работе [2]. В ходе проведенных исследований измерялись интенсивности ZPL-состояний NV^0 и NV^-, а также интенсивность линии 533 нм, в зависимости от интенсивности возбуждающего излучения и протекающего через диод тока. Примеры спектров люминесценции приведены на рис. 2.



а) б)

Рис. 2. Примеры спектров люминесценции: *а* – линия 533 нм при электровозбуждении током 20 мкА, *б* – фотолюминесценция NV^0 (1), второй порядок рамановского рассеяния на алмазе (2) и фотолюминесценция NV^- (3) при возбуждении лазером 1000 мВт

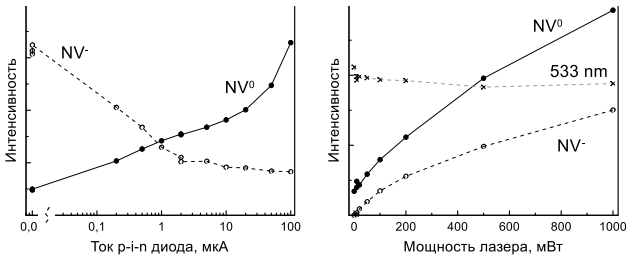
На рис. 3 приведены зависимости интенсивности люминесценции при раздельном возбуждении лазером с мощностью от 10 до 1000 мВт и пропусканием через *p*-*i*-*n*-диод тока от 0 до 20 мкА. При фотолюминесценции возбуждались только линии, соответствующие NV^0 и NV^- состояниям NV-центра, линия 533 нм не возбуждалась. Видно, что при большой мощности лазера фотолюминесценция выходит на насыщение, при этом сколь-либо заметного перераспределения зарядовых состояний не происходит. Тем не менее известно [3], что при определенных условиях высокая мощность лазера возбуждения приводит к сдвигу зарядовых состояний в сторону NV^0. При электролюминесценции возбуждаются только состояние NV^0 и линия 533 нм, интенсивность люминесценции линейна в широком диапазоне токов (от 1 до 20 мкА). Следует отметить высокую интенсивность электролюминесценции линии 533 нм – ее интенсивность всего вдвое ниже, чем у состояния NV^0, и она отчетливо видна в спектре даже при токе 1 мкА.



а) б)

Рис. 3. Зависимость интенсивности люминесценции при возбуждении (*а*) лазером с длиной волны 514 нм и (*б*) пропускании тока от 0 до 20 мкА. Относительная интенсивность сохранена

На рис. 4 приведены зависимости интенсивности люминесценции при совместном фото- и электровозбуждении. На рис. 4, *а* люминесценция измерялась при фотовозбуждении лазерным излучением мощностью 100 мВт (заведомо меньше мощности насыщения) и при прямом токе через диод, изменявшемся от 0 до 100 мкА. Приведены интенсивности линий излучения состояний NV^0 и NV^-, интенсивность линии 533 нм не измерялась в связи с частичным перекрытием другими линиями фотолюминесценции и низкой точностью измерений. Видно, что пропускание через диод тока приводит к выраженному изменению баланса зарядовых состояний и сдвигу его в сторону нейтрального состояния NV^0. На рис. 4, *б* приведены зависимости интенсивности люминесценции при прямом токе 20 мкА через диод и мощности лазера от 0 до 1000 мВт. Видно, что заметного перераспределения состояний не происходит, интенсивность люминесценции можно описать суммой независимых фото- и электрокомпонент.



а) б)

Рис. 4. Зависимость интенсивности люминесценции при совместном фото- и электровозбуждении (*а*) лазером 514 нм при мощности 100 мВт при прямом токе через диод до 100 мкА и (*б*) при прямом токе 20 мкА через диод и мощности лазера до 1000 мВт. Относительная интенсивность приведена условно

Выводы

Пропускание тока через *i*-область *p*-*i*-*n*-диода с содержащимися в ней NV-центрами действительно приводит к изменению баланса зарядовых состояний NV-центра в алмазе, что необходимо учитывать при создании электрооптических схем, использующих NV-центры. Так, например, пропускание тока может использоваться при необходимости быстрого «гашения» состояния NV^-. Поведение линии 533 нм не зависит от баланса состояний NV^0 и NV^-, поэтому, повидимому, она не является третьим зарядовым состоянием NV-центра, но независимо от этого эта ассоциированная с азотом линия с ярким и узким спектром электролюминесценции представляет интерес для дальнейшего изучения.

Финансирование

Исследование выполнено при поддержке гранта Российского научного фонда № 22-12-00309 в части изготовления и исследования диода и при поддержке НЦМУ «Центр фотоники» при финансировании Министерством науки и высшего образования РФ, соглашение № 075-15-2022-316 в части исследования фото- и электролюминесценции.

Литература

1. A. L. Vikharev, A. M. Gorbachev, M. A. Lobaev, et al. // Phys. Status Solidi RRL. V. 10. P. 324 (2016).

2. M. A. Lobaev, D. B. Radishev, S. A. Bogdanov, A. L. Vikharev, A. M. Gorbachev, et al. // Phys. Status Solidi RRL. 2000347 (2020).

3. D. B. Radishev, M. A. Lobaev, S. A. Bogdanov, A. M. Gorbachev, A. L. Vikharev, et al. // Journal of Luminescence. (2021). V. 239. Art. 118404.

Источники одиночных фотонов на основе InGaAs квантовых точек в теле AlGaAs нитевидных нанокристаллов: синтез на поверхности кремния и физические свойства

Р. Р. Резник[1-3,*], К. П. Котляр[1-3], А. И. Хребтов[1,2], И. В. Илькив[1-3], В. О. Гридчин[1-3], А. С. Драгунова[4], Н. В. Крыжановская[4], Н. Акопян[5], Г. Э. Цырлин[1-3]

[1]Санкт-Петербургский государственный университет, Университетская наб., 7–9, Санкт-Петербург, 199034
[2]СПбАУ им. Ж. И. Алферова, ул. Хлопина, 8/3, Санкт-Петербург, 194021
[3]ИАП РАН, ул. Ивана Черных, 31–33, Санкт-Петербург, 198095
[4]НИУ «Высшая школа экономики», ул. Союза Печатников, 16, Санкт-Петербург, 190121
[5]Датский технический университет, Orsteds Plads 343, 101A, Lyngby, 2800
*r.reznik@sbpu.ru

Впервые методом молекулярно-пучковой эпитаксии были сформированы InGaAs квантовые точки в теле AlGaAs нитевидных нанокристаллов на поверхности кремния. Была исследована зависимость физических свойств синтезированных наноструктур от условий роста. Результаты исследований оптических свойств показали, что спектры фотолюминесценции от InGaAs квантовых точек наблюдаются при комнатной температуре в широком диапазоне длин волн от 850 до 1300 нм. На основе экспериментальных данных было проведено моделирование оптических свойств синтезированных наноструктур.

Введение

В последние десятилетия квантовые технологии являются одним из наиболее быстро развивающихся направлений. Потребность в безопасной передаче больших объемов информации стимулирует развитие элементной полупроводниковой базы нового поколения. Одними из наиболее перспективных объектов для создания приложений в областях квантовой информатики и телекоммуникаций являются источники одиночных фотонов [1]. В настоящее время одной из наиболее популярных платформ для создания источников одиночных фотонов являются самоорганизованные полупроводниковые квантовые точки (КТ). Однако строгий контроль положения на поверхности подложки, поверхностной плотности и размеров самоорганизованных на поверхности КТ затруднен из-за особенностей механизмов роста. Поэтому создание эффективных источников одиночных фотонов с контролируемыми свойствами остается актуальной задачей. Одним из решений описанных выше проблем является синтез наноструктур комбинированной размерности. Развитие современных методов синтеза полупроводниковых наноструктур позволило сформировать КТ в теле нитевидных нанокристаллов (ННК) [2]. Высота, диаметр и положение на поверхности подложки таких КТ строго определяются временем роста КТ, диаметром ННК и положением ННК на поверхности соответственно. Ранее нами впервые была продемонстрирована возможность формирования GaAs КТ в теле AlGaAs ННК на поверхности кремния и показано, что синтезированные наноструктуры являются эффективными источниками одиночных фотонов в диапазоне длин волн 750–800 нм [3]. Тем не менее для более полного использования КТ в ННК для создания приложений необходимо расширять набор материалов, составляющих КТ.

В данной работе представлены результаты экспериментальных исследований по росту методом молекулярно-пучковой эпитаксии (МПЭ) InGaAs КТ в теле AlGaAs ННК на поверхности кремния при различных параметрах роста, а также результаты экспериментальных и теоретических исследований физических свойств синтезированных наноструктур.

Наноструктуры были синтезированы с помощью установки МПЭ, оснащенной эффузионными источниками Ga, Al, In, крекерным источником As.

Результаты

Результаты исследований морфологических свойств выращенных наноструктур показали, что AlGaAs ННК с InGaAs КТ сформировались на подложке Si(111) строго в направлении <111>, что свидетельствует об эпитаксиальном характере роста. Было показано, что увеличение времени формирования InGaAs КТ приводит к увеличению размера КТ и сдвигу соответствующего максимума пика фотолюминесценции (ФЛ) в длинноволновую область. В свою очередь, увеличение соотношения потоков In/Ga приводит к увеличению содержания In в КТ, но при ростовой температуре 510 °C содержание In в КТ не превышает 22%. Понижение температуры подложки во время роста до 300 °C способствует уменьшению десорбции адатомов In с поверхности, и содержание In в КТ может достигать 80%. Спектры ФЛ при комнатной температуре от выращенных наноструктур наблюдаются в дапазоне длин волн 850–1300 нм. На основе экспериментальных данных было проведено моделирование оптических свойств InGaAs КТ в AlGaAs ННК. Предварительные результаты измерений автокорреляционной функции свидетельствуют о том, что InGaAs КТ в AlGaAs ННК являются источниками одиночных фотонов.

Выводы

Впервые методом МПЭ были сформированы InGaAs КТ в теле AlGaAs ННК на поверхности кремния. Была исследована зависимость физических свойств синтезированных наноструктур от условий роста. Результаты исследований оптических свойств показали, что спеткры ФЛ от InGaAs КТ наблюдаются при комнатной температуре в широком диапазоне

длин волн от 850 до 1300 нм в зависимости от условий роста. На основе экспериментальных данных было проведено моделирование оптических свойств InGaAs КТ в AlGaAs ННК. Предварительные результаты измерений автокорреляционной функции свидетельствуют о том, что InGaAs КТ в AlGaAs ННК являются источниками одиночных фотонов.

Финансирование

Работа выполнена при финансовой поддержке Санкт-Петербургского государственного университета в рамках исследовательского гранта № 95446496.

Литература

1. M. Oxborrowand, A. G. Sinclair // Contemporary Physics. 2005. V. 46. P. 173–206.

2. H. Mäntynen, N. Anttu, Z. Sun and H. Lipsanen // Nanophotonics. 2019. V. 8. P. 747–769.

3. L. Leandro, C. P. Gunnarsson, R. Reznik, K. D. Jöns, I. Shtrom, A. I. Khrebtov, T. Kasama,V. Zwiller, G. Cirlin and N. Akopian // Nano letters. 2018. V. 18. P. 7217–7221.

Исследование вольт-амперных характеристик наномикрокриотронов из тонких пленок нитрида ниобия для задач квантовой оптики

С. С. Святодух[1,2,*], М. И. Святодух[1], А. В. Дивочий[3], П. В. Морозов[2,3], В. С. Андреев[1,2,3], Г. Н. Гольцман[1,2,3,4]

[1]НИУ «Высшая школа экономики», Московский институт электроники и математики им. А. Н. Тихонова, Таллинская ул., 34, Москва
[2]Физический факультет, ФГБОУ ВО Московский педагогический государственный университет, Малая Пироговская ул., 29/7, стр. 1, Москва
[3]ООО Сконтел, Дербеневская наб., 11, Москва
[4]Международный центр квантовой оптики и квантовых технологий, РКЦ, Большой бульвар, 30, стр. 1, Западный административный округ, Можайский район, Инновационный центр «Сколково», Москва
*sergey.svetodux@gmail.com

В данной работе рассматриваются трехтерминальные устройства микрокриотроны, принцип работы которых схож с принципом работы полевого транзистора. В результате нам удалось изготовить и протестировать данные устройства, получить зависимости «уменьшения» эффективной ширины канала для микрокриотрона, в зависимости от тока смещения затвора, с шириной канала, равной 500 нм. Таким образом, изготовленные в данной работе структуры позволят в будущем изготавливать криогенные усилители для сверхпроводниковых однофотонных детекторов, а также создавать логические устройства криогенной электроники.

Введение

Сверхпроводниковые нанополосковые однофотонные детекторы (SNSPD) являются наиболее перспективными устройствами для детектирования одиночных фотонов. Во многом это объясняется их характеристиками – близкая к 100% системная квантовая эффективность, суб-3 пс джиттер, гигагерцовые скорости счета [1]. Однако стоит отметить, что для достижения таких характеристик необходимо прибегать к использованию криогенных усилителей и использовать массивы SNSPD [1]. Данные обстоятельства приводят к увеличению выделяемого тепла на холодной плате криостата, что в свою очередь затрудняет масштабируемость изготавливаемых систем.

Нанокриотроны, впервые продемонстрированные в работе [2], позволяют решить проблемы устройств на джозефсоновских переходах, технологическая сложность изготовления подобных схем, чувствительность к внешним магнитным полям и сложность работы с устройствами с высоким импедансом [2, 3]. Нанокриотрон представляет собой трехтерминальное электротермическое устройство, включающее в себя канал (начинающийся в истоке и заканчивающийся в стоке) с шириной w_1 и затвор с шириной w_2, при этом $w_1 \geq w_2$. Изображение, полученное в сканирующий электронный микроскоп, с обозначениями основных элементов нанокриотрона, показано на рис. 1. В основе работы нанокриотрона лежит процесс образования горячего пятна, при подаче тока смещения затвора, выше его критического тока. При этом на месте затвора образуется горячее пятно с характерными размерами w_{hs}~100 нм, для NbN, которое подавляет величину критического тока в канале нанокриотрона. Если при этом величина тока смещения канала нанокриотрона выше значения $w_1 - w_{hs}$, канал нанокриотрона также переходит в нормальное состояние, с образованием импульса напряжения. Таким образом, появляется возможность управления током канала нанокриотрона при помощи тока смещения затвора [2].

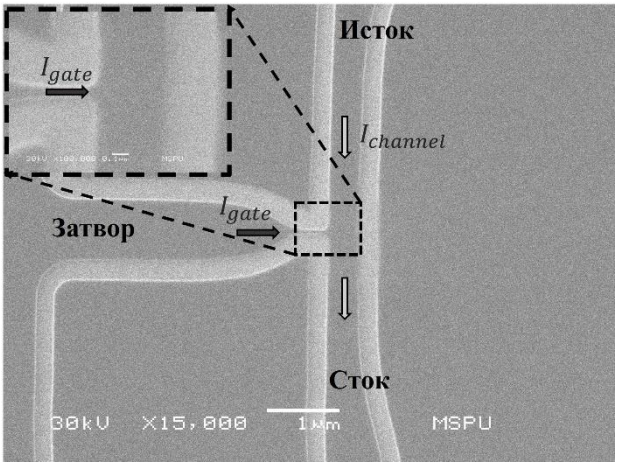


Рис. 1. Фотография в сканирующий электронный микроскоп изготовленных микрокриотронов с обозначением его основных элементов ($I_{channel}$ – ток смещения канала, I_{gate} – ток смещения затвора)

Стоит отметить, что механизм работы нанокриотрона пренебрегает способом перехода в нормальное состояние канала из-за пересечения полоски вихрем, предложен в работе [4]. Данный механизм позволяет объяснить темновые отсчеты SNSPD, а таже принцип работы сверхпроводниковых микрополосковых однофотонных детекторов [4, 5].

В данной работе демонстрируется возможность использования субмикронных полосок для изготовления микрокриотронов – аналога нанокриотрона, с каналом микронной ширины. Данные устройства имеют ряд преимуществ по сравнению с нанокриотронами, а именно – простота в изготовлении, возможность использования фотолитографии и большие коэффициенты усиления (для криогенных усилителей).

Изготовление микрокриотронов начиналось с реактивного магнетронного осаждения NbN в среде Ar (99,999%) и N_2 (99,999%) на подложку из сапфира. После чего проводилась фотолитография для задания знаков совмещения, с последующим термическим

напылением золота (Ti-Au – 5/100 нм). Электронная литография и плазмохимическое травление в среде SF_6/Ar задавали топологию микрокриотрона, с шириной канала ~500 нм и шириной затвора ~60 нм, фотография изготовленных микрокриотронов представлена на рис. 1. На последнем этапе проводилась фотолитография и термическое напыление контактных площадок (Ti-Au – 5/100 нм).

Результаты

Экспериментальная установка для измерения вольт-амперных характеристик представлена на рис. 2. Она включает в себя двухканальный источник постоянного напряжения и осциллограф, изготовленные образцы погружались в жидкий гелий ($T \sim 4{,}2$ K), после чего по коаксиальной линии 50 Ω проводилось измерение вольт-амперных характеристик микрокриотрона. Измеренные значения критического тока канала и затвора микрокриотрона составили 10,4 и 1,4 мкА.

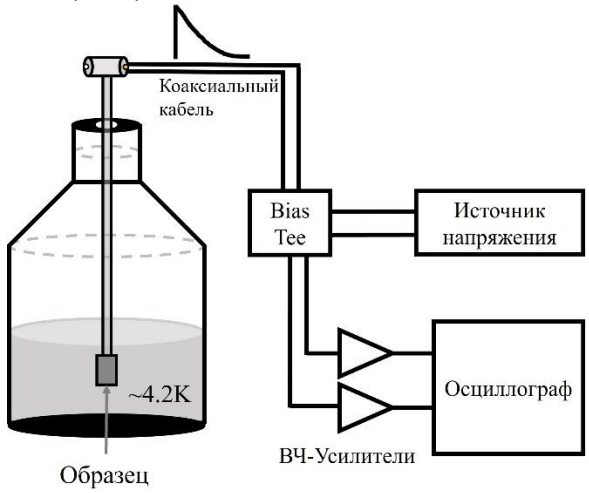


Рис. 2. Экспериментальная установка для изучения вольт-амперных характеристик изготовленных микрокриотронов

Вольт-амперные зависимости, полученные для различных токов смещения затвора (различные цвета), показаны на рис. 3. Из него видно, что при токе смещения затвора ниже критического подавление критического тока в канале микрокриотрона не наблюдается (критический ток остается постоянным и равным ~10,4 мкА). При превышении критического тока затвора наблюдается резкое падение критического тока канала на 24%. При дальнейшем увеличении тока смещения затвора происходит дальнейшее падение критического тока канала, вплоть до 1,3 мкА (падение на 87,5%).

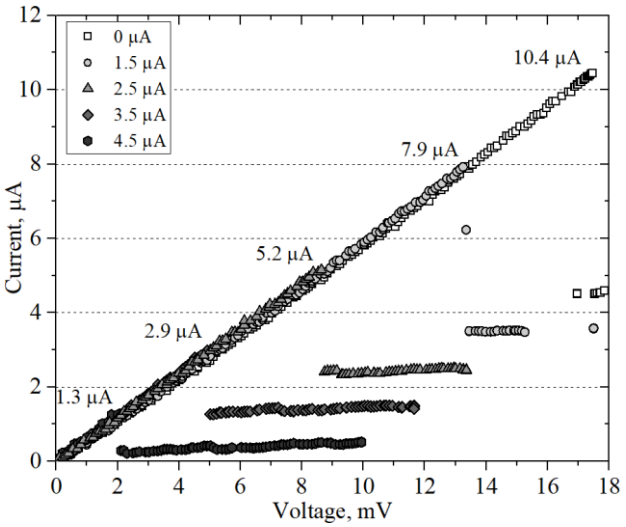


Рис. 3. Измеренные вольт-амперные характеристики микрокриотрона с шириной канала ~500 нм. Различными цветами (от белого к черному) указаны токи смещения затвора микрокриотрона

Выводы

В данной работе были сделаны первые шаги в создании микрокриотронов из тонких пленок нитрида ниобия, с шириной канала ~500 нм. При смещении затвора микрокриотрона выше критического тока наблюдается резкое падение критического тока канала на 24%. При дальнейшем увеличении тока смещения критический ток канала продолжает падать, вплоть до значений 87,5% от критического тока, при сверхпроводящем затворе.

Финансирование

Работа выполнена при поддержке гранта РНФ № 23-65-10005.

Литература

1. I. Holzman, Y. Ivry // Advanced Quantum Technologies. 2019. V. 2, no. 3–4. P. 1800058.

2. A. N. McCaughan, K. K. Berggren // Nano letters. 2014. V. 14, no. 10. P. 5748–5753.

3. S. Miyajima et al. // Optics express. 2018. V. 26, no. 22. P. 29045–29054.

4. A. N. Zotova, D. Y. Vodolazov // Physical Review. B. 2012. V. 85, no. 2. P. 024509.

5. Y. P. Korneeva et al. // Physical Review Applied. 2018. V. 9, no. 6. P. 06403.

Анизотропия спин-фотонного запутывания в одиночной InAs/GaAs квантовой точке

Ю. М. Серов*, А. И. Галимов, Д. С. Смирнов, М. В. Рахлин, А. А. Торопов

ФТИ им. А. Ф. Иоффе, ул. Политехническая, 26, Санкт-Петербург, 194021
*serovjurij@mail.ru

Для генерации кластерных многофотонных запутанных состояний, необходимых для потенциально перспективной однонаправленной схемы оптических квантовых вычислений, может быть применен протокол, основанный на последовательном запутывании поляризации излучаемых одиночных фотонов со спином резидентного носителя заряда в квантовой точке. Мы провели экспериментальное исследование анизотропии спиновой прецессии, необходимой в рамках этого протокола, для одиночной InAS/GaAs квантовой точки относительно ориентации магнитного поля и направления поляризации лазера возбуждения. Анализ полученных результатов позволил выявить и объяснить существенную анизотропию достигаемой степени спин-фотонной запутанности относительно поляризации возбуждающего лазера, которую необходимо учитывать для оптимальной генерации кластерных состояний.

Введение

В активно разрабатываемой сегодня области оптических квантовых технологий одиночные InAs/GaAs квантовые точки (КТ) рассматриваются, с одной стороны, как основа для построения однофотонных источников [1], а с другой – как технология реализации кубита, кодируемого спином локализованного в КТ носителя заряда. Возможность и особенности подобного применения определяются параметрами спиновой динамики в КТ, которые были широко исследованы на ансамблях КТ. На стыке этих двух направлений лежит возможность использования такого кубита, последовательно запутываемого с поляризацией излучаемых фотонов, для генерации многофотонных запутанных кластерных состояний [2], важных для потенциально перспективной однонаправленной схемы квантовых вычислений (one-way quantum computer). Для анализа возможностей реализации такого протокола генерации кластерных состояний может быть рассмотрена одна его итерация, обеспечивающая двухчастичное спин-фотонное запутывание в результате инициализации резидентного спина в КТ вдоль оси роста, дальнейшей прецессии этого спина, возбуждения трионного состояния линейно-поляризованным светом и, после непродолжительной спиновой динамики возбужденного состояния, – излучения фотона. При этом ориентация неспаренного спина в возбужденном состоянии КТ, к моменту излучения определяющая поляризацию излучаемого фотона согласно правилам отбора, будет определять и степень получаемой спин-фотонной запутанности [3]. Анализ поляризации излучаемых фотонов в таком процессе, включающем исходную ориентацию спина резидентного носителя вследствие проективного измерения поляризации предыдущего излученного фотона, может быть осуществлен при проведении кросс-корреляционных измерений между циркулярно-поляризованными компонентами фотолюминесценции (ФЛ), что позволяет исследовать спиновую динамику резидентного носителя заряда в КТ [4].

В данной работе мы представляем результаты экспериментального исследования спиновой динамики в одиночной отрицательно-заряженной КТ и показываем, что анализ кросс-корреляционной $g^{(2)}$ функции дает информацию не только о спиновой динамике резидентного электрона, но и о направлении оси прецессии дырки в составе возбужденного состояния КТ (триона), а также о достижимой степени спин-фотонной запутанности, оказавшейся существенно анизотропной относительно направления линейной поляризации возбуждающего света.

Результаты

Объектом исследований являлась InAs/GaAs КТ, находящаяся в оптимизированном для генерации одиночных фотонов нульмерном микрорезонаторе, сформированным в виде микроколонки с распределенными брэгговскими отражателями [5]. Данная структура, демонстрирующая при температуре 10 К одиночную линию ФЛ на длине волны 919 нм, исследовалась при оптическом возбуждении с испусканием LA-фононов [4], обеспечивающем когерентное возбуждение трионного состояния, спин дырки в котором наследует спин резидентного электрона перед возбуждением. Первичное исследование спиновой динамики во внешнем магнитном поле в данной системе осуществлялось в результате измерения кривых затухания циркулярно-поляризованных компонент ФЛ, возбуждаемой циркулярно-поляризованным лазером для обеспечения оптической ориентации. Частота осцилляций наблюдаемой степени циркулярной поляризации ФЛ в таком эксперименте определяется частотой прецессии неспаренного заряда в составе триона, что позволило определять значения его эффективного g-фактора для различных направлений магнитного поля. Существенное различие продольного $g_h^{\parallel} = -2{,}5$ и поперечного $g_h^{\perp} \approx 0{,}3$ значений g-фактора однозначно идентифицируют этот заряд как дырку, определяя отрицательный знак заряда КТ. При этом поперечный g-фактор оказался анизотропен примерно на 15% в плоскости роста, а его максимальное и минимальное значения достигаются при направлениях магнитного поля, не совпадающих с естественными кристаллографическими осями (рис. 1).

Измерения кросс-корреляционной $g^{(2)}$ функции между циркулярно-поляризованными компонентами ФЛ при линейно-поляризованном непрерывном возбуждении с испусканием LA-фононов также проводились при различных направлениях магнитного поля и поляризации возбуждения. Частота осцилляций $g^{(2)}$ функции, определяемая прецессией электрона, позволила определить эффективный g-фактор электрона

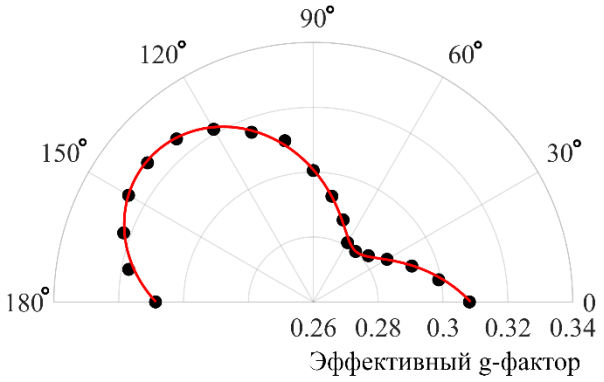


Рис. 1. Анизотропия поперечного эффективного g-фактора дырки. Угол отсчитывается между направлением магнитного поля и осью <110>

в той же КТ $g_e = 0{,}4$, оказавшийся практически изотропным. В то же время амплитуда осцилляций $g^{(2)}$ функции, зависящая от величины среднего спина дырки в наблюдаемом при измерениях статистическом ансамбле событий, оказалась существенно анизотропна относительно направления поляризации. Данный эффект связан с симметрией пространственной части волновых функций дырки, приводящей к повороту поперечной компоненты спина дырки относительно поперечной компоненты спина электрона при возбуждении. Угол поворота определяется направлением поляризации относительно кристаллографических осей, и, в зависимости от его значения и от направления осей прецессии, прецессия спина дырки в составе возбужденного состояния КТ может как дополнять предшествующую прецессию спина электрона, так и компенсировать ее. В результате этого флуктуации момента возбуждения в наблюдаемом статистическом ансамбле могут в большей или меньшей степени уменьшать величину среднего спина дырки к моменту излучения, определяющего как значения $g^{(2)}$ функции, так и степень спин-фотонной запутанности.

Анализ зависимости амплитуды осцилляций $g^{(2)}$ функции от направления поляризации при фиксированном направлении магнитного поля позволил определить направление оси прецессии дырки, отклоненной от направления магнитного поля. Дальнейшее рассмотрение слабо выраженной зависимости амплитуды осцилляций от поворота магнитного поля показало, что угол этого отклонения практически постоянен, что в совокупности с ранее полученными данными об анизотропии поперечного g-фактора позволило полностью определить тензор поперечного g-фактора дырки, оказавшийся существенно несимметричным и, как можно предположить из его формы, обусловленным анизотропным напряжением КТ.

С другой стороны, анализ корреляционных функций в рамках построенной модели позволил определять зависимость спина дырки к моменту излучения от времени и вычислять исходя из этого степень спин-фотонной запутанности, достигаемую при данном режиме измерений. Для исследованной КТ степень спин-фотонной запутанности варьируется примерно в 3 раза в рассмотренном режиме измерений в зависимости от направления плоскости поляризации возбуждения (рис. 2) и слабо чувствительна к направлению магнитного поля.

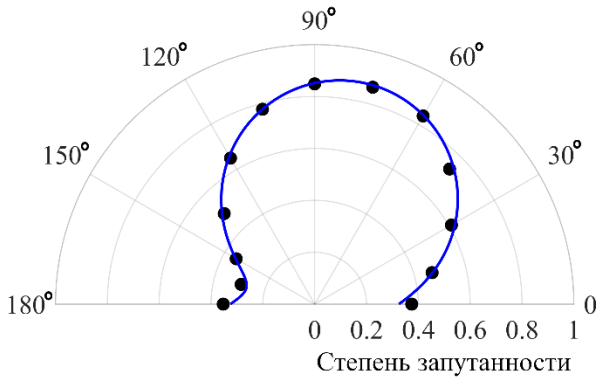


Рис. 2. Зависимость достигаемой степени спин-фотонной запутанности от направления плоскости поляризации возбуждения. Угол указан между этой плоскостью и осью <110>

Выводы

В результате проведенных экспериментов была установлена существенная анизотропия степени спин-фотонной запутанности от направления поляризации возбуждения. Показано, что данная анизотропия может быть объяснена в рамках рассмотрения последовательной спиновой динамики обоих носителей заряда в КТ, и в силу этого будет проявляться и для положительно заряженных КТ, более перспективных для генерации кластерных состояний в результате большего времени спиновой релаксации дырок. Также установлена возможность проявления подобной анизотропии относительно направления магнитного поля, масштаб которой зависит от тензора поперечного дырочного g-фактора и может определяться индивидуальными напряжениями в конкретной КТ. Предложенная методика определения направления оси дырочной прецессии позволяет проводить полное измерение тензора поперечного g-фактора дырки для дальнейшей оптимизации протокола генерации кластерных состояний.

Финансирование

Работа поддержана госкорпорацией “Росатом” в рамках Дорожной Карты Квантовые Вычисления (контракт № 868-1.3-15/15-2021 от 5.10.2021 и контракт № R2152 от 19.11.2021).

Литература

1. P. Senellart, G. Solomon, and A. White // Nat. Nanotechnol. 2017. V. 12(11). P. 1026–1039.

2. N. H. Lindner and T. Rudolph // Phys. Rev. Lett. 2009. V. 103. P. 113602.

3. N. Leppenen, L. Lanco, and D. Smirnov // Phys. Rev. B. 2021. V. 103. P. 045413.

4. N. Coste et al. // Quantum Sci. Technol. 2023. V. 8. P. 025021.

5. M. V. Rakhlin et al. // J. Lumin. 2023. V. 253. P. 119496.

Глубокое квантовое обучение в массивах сверхпроводниковых кубитов-трансмонов

А. Е. Толстобров[1,4], Г. П. Фёдоров[1,2,4], Ш. В. Сандуляну[1,2,4], Д. А. Калачева[3,1,2], А. Н. Болгар[3,1], В. Б. Лубсанов[1], Ш. В. Кадырметов[1], А. В. Васенин[3,1], А. Ю. Дмитриев[1,4], П. Ю. Шлыков[1], Ю. В. Зотова[3,1,2], К. С. Тихонов[5], Е. В. Коростылев[1], О. В. Астафьев[3,1]

[1]Московский физико-технический институт рситет), Институтский переулок, 9, Долгопрудный, Московская обл., 141701
[2]Национальный исследовательский технологический университет «МИСИС», Ленинский пр., 4, стр. 1, Москва, 119049
[3]Сколковский институт науки и технологий, Большой бульвар, 30, стр. 1, Москва, 121205
[4]Российский квантовый центр, Большой булвар, 30, стр. 1, Москва, 121205
[5]Институт теоретической физики им. Л. Д. Ландау РАН, пр. Акад. Семенова, 1А, Черноголовка, Московская обл., 142432

Разработан и экспериментально реализован алгоритм глубокого квантового обучения для решения задачи классификации с многими метками в цепочке сверхпроводниковых кубитов-трансмонов. Алгоритм протестирован на нескольких стандартных наборах данных. Реализовано мультиплексированное считывание состояния системы кубитов. Продемонстрировано решение задачи классификации с тремя метками с помощью мультиплексированного считывания. Достигнутая точность классификации в данных задачах превышает 95%.

Введение

Возможность использования сверхпроводниковых кубитов для решения задач машинного обучения представляет большой интерес для научного сообщества в последние годы [1, 2]. Экспериментальное решение задачи бинарной классификации на таких системах уже было реализовано [3]. В данной работе мы успешно решили задачи классификации для различных наборов данных – определение рака молочной железы (бинарная классификация) и классификация вин (многоклассовая классификация). Принципиальная схема работы алгоритма изображена на рис. 1.

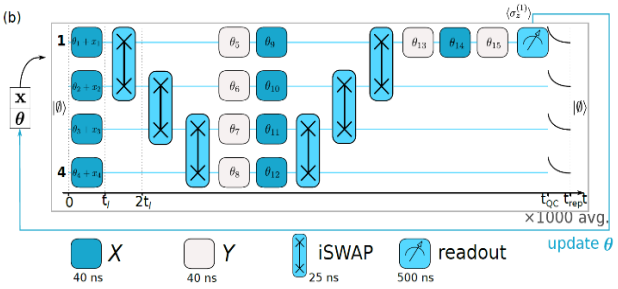


Рис. 1. Схема работы алгоритма. Запись данных ($X_1 - X_4$) производится в параметры первого слоя однокубитных операций. Дальнейшие слои состоят из чередующихся слоев двухкубитных операций i-Swap и слоев однокубитных операций с оптимизируемыми параметрами

Подобрав параметры цепочки $\theta_1 - \theta_{15}$ с помощью градиентного спуска, удается добиться хорошего разделения двух классов в задачах бинарной классификации. В этом случае к одному классу относят те объекты, для которых $\langle \sigma_z \rangle > 0$, а ко второму те, для которых $\langle \sigma_z \rangle < 0$.

Бинарная классификация

На рисунке 2 представлены результаты решения задачи бинарной классификации на наборе данных «рак молочной железы». Из рис. 2, *a* можно видеть, что в начале процесса обучения выход квантовой цепочки не зависит от класса объекта, тогда как после 20 итераций градиентного спуска распределения выходов цепочки для различных классов практически не перекрываются. Как следует из рис. 2, *b*, после 20 итераций градиентного спуска достигается точность классификации 95%. На рис. 2, *c*, *d* изображен рельеф функции потерь в окрестности найденного минимума в двух ортогональных направлениях и одномерный срез данного графика. Наблюдается наличие нескольких локальных минимумов, что может привести к застреванию алгоритма в одном из них. На рис. 2, *e* приведена зависимость выхода цепочки от одного из управляющих параметров θ_1. Зависимость является гармонической, что позволяет вычислять производную выхода цепочки по параметрам методом параметрического сдвига [2, 4].

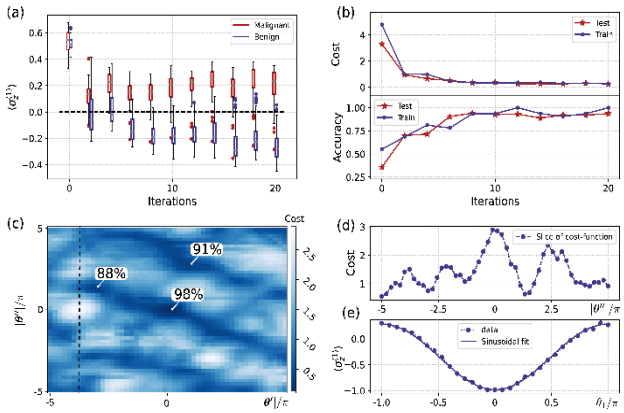


Рис. 2. Решение задач бинарной классификации. Распределение выхода алгоритма для различных классов в процессе обучения (*a*). Функция потерь и точность классификации в зависимости от числа итераций (*b*). Рельеф функции потерь в окрестности найденного минимума (*c*). Одномерный срез рельефа функции потерь (*d*). Зависимость выхода цепочки от одного из параметров (*e*)

Классификация с несколькими метками

Для классификации на несколько классов использовалась модификация описанного алгоритма, включающая одновременное считывание состояний нескольких кубитов. Для классификации вин на 3 клас-

са использовалось одновременное измерение $\langle\sigma_z\rangle$ 3 кубитов. При этом каждому из кубитов соответствовал один из трех классов, а класс объекта определялся как номер кубита, значение $\langle\sigma_z\rangle$ на котором максимально. Результаты работы описанного алгоритма представлены на рис. 3. После 60 итераций градиентного спуска точность классификации достигает 95%, что сравнимо с точностью, достигаемой классическими алгоритмами.



Рис. 3. Классификация вин
с помощью мультиплексированного считывания

Выводы

Разработан и экспериментально реализован алгоритм глубокого квантового обучения для решения задачи классификации с многими метками в цепочке сверхпроводниковых кубитов-трансмонов. Алгоритм протестирован на нескольких стандартных наборах данных, полученная точность сравнима с точностью, достигаемой классическими алгоритмами.

Благодарности

Работа выполнена при поддержке ГК «Росатом» в рамках реализации Дорожной карты «Квантовые вычисления» (Договор № 868-1.3-15/15-2021 от 5 октября 2021 г. и Договор № МЦКТ-2 от 14 июля 2022 г.). Авторы благодарят А. Стрельникова и А. Кабанова за ценную техническую поддержку. Все образцы были изготовлены в Центре коллективного пользования (ЦКП МФТИ) и ОПБ Института квантовых технологий МФТИ.

Литература

1. M. Schuld, N. Killoran. Quantum machine learning in feature hilbert spaces // Phys. Rev. L. V. 122. Art. 040504 (2019).

2. K. Mitarai, et al. Quantum circuit learning // Phys, Rev. A. V. 98. Art. 032309 (2018).

3. W. Ren, et al. Experimental quantum adversarial learning with programmable superconducting qubits // Nature Computational Science. V. 2, no. 11. P. 711–717.

4. M. Schuld, A. Bocharov, K. M. Svore, and N. Wiebe // Physical Review. A. V. 101. Art. 032308 (2020).

Распределенная технология изготовления многокубитных квантовых схем

И. В. Трофимов[1,*], В. И. Чичков[2], А. М. Мумляков[1], Н. Ю. Руденко[2], Е. Ю. Егорова[2,3], А. С. Казьмина[2,3], Т. А. Чудакова[2,3], Н. В. Порохов[1,4], И. А. Филиппов[1], И. М. Ашарчук[1], М. А. Тархов[1,4]

[1]Институт нанотехнологий микроэлектроники РАН, Москва, 119991
[2]Университет науки и технологий МИСИС, Москва, 119049
[3]НИУ«Московский физико-технический институт», Долгопрудный, Московская обл., 141701
[4]НИУ «Московский энергетический институт», Москва, 111250
*igr.trofimov@gmail.com

В работе показана технология создания отдельных кубитов и многокубитных квантовых схем, параметры которых не уступают мировым аналогам, при условии создания их на распределенной технологической платформе, в пределах двух независимых технологических центров. При создании квантовых схем были получены времена релаксации и когерентности T_1/T_2 кубитов типа трансмон порядка 95/80 мкс.

Введение

Основные параметры многокубитных квантовых схем, такие как добротность резонаторов и времена когерентности кубитов, сильно связаны с технологией изготовления как основных компонентов квантовой схемы (джозефсоновские переходы, резонаторы), так и дополнительных компонентов (навесных мостиков, бандажей и т. д.) [1, 2]. Технологический процесс изготовления таких схем представляет собой не один десяток технологических операций.

Для повышения значений этих параметров необходимо оптимизировать технологический процесс изготовления и снижать привносимую дефектность практически до минимума. Под привносимой дефектностью понимаются как органические/неорганические загрязнения, так и дефекты, возникающие в результате процессов плазмохимического травления и осаждения функциональных материалов, которые связаны не с присутствием частиц, а в большей степени с состоянием поверхности, состоянием интерфейсов между функциональными слоями и наличием органических включений [3].

Для минимизации дефектной составляющей многие технологические группы в России и за рубежом обоснованно заявляют о необходимости проводить весь цикл изготовления устройств в пределах одного технологического центра.

Однако реализация изготовления законченного многокубитного кристалла в пределах одного технологического центра не является обязательным условием для реализации устройства с параметрами, не уступающими мировым аналогам. На рис. 1 представлен распределенный многоступенчатый технологический процесс изготовления многокубитных квантовых схем. Основными этапами многоступенчатого процесса изготовления можно выделить следующие: формирование структур высокодобротных резонаторов, формирование джозефсоновских переходов, формирование структур омического контакта джозефсоновского перехода и резонатора (bandage) и формирование микрополосков выравнивания потенциала земли (air bridge).

Разработка и интеграция технологии изготовления многокубитных квантовых схем выполнялась на базе двух технологических центров: ИНМЭ РАН и НИТУ МИСиС. Разработка и интеграция представляет собой комплексный набор технологических операций, таких как электронно-лучевое осаждение (НИТУ МИСиС), оптическая и электронно-лучевая литография (ИНМЭ РАН), сухие плазменные процессы (ИНМЭ РАН), мокрые процессы первичной подготовки поверхности (НИТУ МИСиС), а также межпроцессные операции очистки и подготовки поверхности (ИНМЭ РАН).



Рис. 1. Многоступенчатая распределенная технология изготовления квантовых схем

Распределенная технология изготовления

Формирование джозефсоновских переходов включало в себя следующие операции: подготовка поверхности, нанесение двухслойной резистивной маски, электронно-лучевая литография с последующим электронно-лучевым осаждением и удаление резистивной маски. В ИНМЭ РАН разработка этого процесса и его оптимизация велись в рамках технологических операций электронно-лучевой литографии: подбор оптимальных толщин резиста, подбор оптимальных значений дозы экспонирования, подбор оптимальных значений времени проявления двухслойной маски, качественное увеличение зоны контролируемого подтрава нижнего слоя двухслойной маски и сохранение формы и геометрии перехода. После определения оптимальных параметров технологического процесса изготавливались образцы с двухслойными масками джозефсоновских переходов и передавались в технологический центр НИТУ МИСиС. В НИТУ МИСиС разработка и оптимизация процесса осаждения джозефсоновских электродов велась в рамках оптимизации углов осаждения, давления кис-

лорода при окислении джозефсоновского перехода и получения окислительной кривой для переходов. В рамках распределенной разработки были получены оптимальные параметры технологического процесса формирования джозефсоновских переходов с размерами от 100 до 500 нм с требуемыми электрофизическими параметрами перехода.

Формирование структур высокодобротных резонаторов включало в себя следующие технологические операции: подготовка поверхности, электронно-лучевое осаждение функционального материала, оптическая литография и сухое плазмохимическое травление с последующей очисткой. Подготовка поверхности с последующим формированием функционального материала выполнялась в технологическом центре МИСиС, и далее образцы передавались в технологический центр ИНМЭ РАН. В ИНМЭ РАН разработка и оптимизации технологии изготовления высокодобротных резонаторов выполнялась в рамках технологических операций сухого плазмохимического травления: подбор оптимальной газовой смеси, подбор оптимальных потоков газа, подбор оптимального времени травления. Как параметр качества технологического процесса рассматривалась минимизация повреждений поверхности подложки при травлении функционального материала. После первичной разработки для оптимизации технологического процесса образцы передавались в технологический центр НИТУ МИСиС для проведения криогенных измерений добротности, для получения обратной связи технология/результат. В рамках распределенной разработки удалось достигнуть значения параметра добротности в однофотонном режиме порядка 1 миллиона.

Результаты

В рамках разработки на технологической базе двух разных технологических центров удалось реализовать основные узлы квантовой многокубитной схемы с требуемыми электрофизическими параметрами. Для реализации многокубитной квантовой схемы проводилась распределенная интеграция технологий двух центров в едином кристалле.

В рамках совместной работы за несколько итераций удалось достичь времени релаксации и когерентности кубита T_1/T_2 – 95/80 мкс с низким показателем спектрального шума. Результаты схемы, изготовленной на базе двух технологических центров, показаны на рис. 2.

В результате использования распределенного технологического маршрута было замечено, что основными операциями, которые наибольшим образом влияют на конечное время когерентности, являются: первичная подготовка поверхности, формирование функционального материала для резонаторной части и процесс травления резонаторной части схемы. Основным критерием является необходимость реализовать критические операции в одном технологическом центре. Очень значимым является чистота интерфейса подложка/пленка, а также прецизионное травление этой пленки. Распределенная технология даже в условиях неоптимизированного жидкостного травления, дающая «дефектные» интерфейсы, позволяет получать времена релаксации от 5 до 20 мкс, тогда как оптимизированная технология сухого травления, при которой уменьшена дефектность интерфейсов, позволяет достигать времени когерентности порядка 100 мкс.

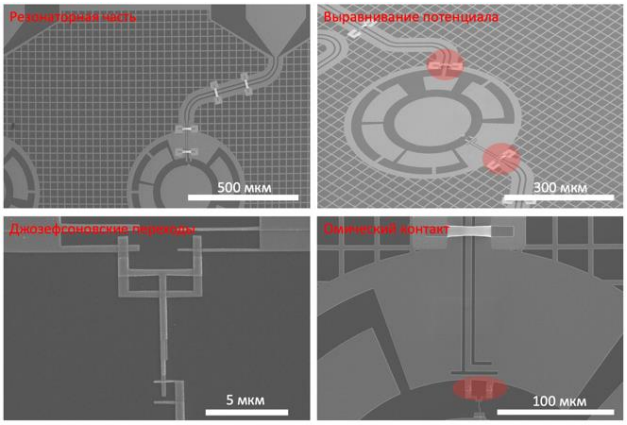


Рис. 2. Многокубитная квантовая схема МИСиС/ИНМЭ

Выводы

Экспериментально было показано, что использование распределенной технологии при создании многокубитных схем позволяет достичь показателей времени релаксации и когерентности T_1/T_2 кубита до 95/80 мкс с низким показателем спектрального шума. Для создания кубитных схем требуется разработка критически важных процессов при его создании, таких как окислительная кривая джозефсоновских переходов, сухое травление в процессе формирования резонатора, бандажи и висячие мосты.

Финансирование

Работа выполнена при поддержке проекта № 12204080153-0 Минобрнауки РФ и проекта РНФ № 21-72-30026, https://rscf.ru/en/project/21-72-30026/.

Литература

1. Zijun Chen, et al. Fabrication and characterization of aluminum airbridges for superconducting microwave circuits // Applied Physics Letters. **104**. 5 (2014).

2. A. Dunsworth, et al. Characterization and reduction of capacitive loss induced by sub-micron Josephson junction fabrication in superconducting qubits // Applied Physics Letters. **111**. 2 (2017).

3. C. M. Quintana, et al. Characterization and reduction of microfabrication-induced decoherence in superconducting quantum circuits // Applied Physics Letters. **105**. 6 (2014).

СВЧ-генератор на основе джозефсоновского перехода

Р. Тюменев[1], Д. С. Калашников[1,2], А. Г. Шишкин[1,2], В. С. Столяров[1,2]

[1]Московский физико-технический институт
[2]ВНИИА им. Н. Л. Духова

Физические системы, используемые для квантовых вычислений, работающие в микроволновом диапазоне, требуют передовой управляющей электроники, а использование интегрированных компонентов, работающих при температуре квантовых устройств, потенциально выгодно.

В этой работе мы рассматриваем генератор, состоящий из джозефсоновского перехода, микроволнового резонатора, шунтирующей емкости и сопротивления. Такой генератор работает при температуре 20 мК на частоте, соответствующей управлению кубитами. Данный генератор уже был показан в работе [1], однако методика изготовления предоставленного чипа очень трудоемка. Использование генератора позволяет упростить рабочую схему для управления кубитами. Целью работы является определение диапазона параметров генератора, в котором возможна стабильная генерация, путем численного решения уравнений динамики системы, изготовления отдельных элементов генератора, а также поиска его оптимальных параметров с помощью моделирования с учетом полученных элементов генератора.

В качестве критерия появления генерации переменного тока использовалось условие, описанное в работах [1, 2]. Для расчета импеданса использовался метод предложенный в [3], в нормированных величинах:

$$Z_w = R_w + jX_w = \left(\frac{1}{Ti_w}\right)\int_0^{T\to\infty} \dot{\varphi} e^{jwt} dt. \qquad (1)$$

В результате этой работы приведен анализ возможности генерации при различных значениях параметров Маккамбера, соответствующей суммарной емкости системы, и частоты генератора, нормализованной к критической частоте джозефсоновского перехода, которая на эксперименте обуславливается частотой работы кубитов. В ходе работы были изготовлены и измерены образцы планарных конденсаторов (штырковых) и нормального сопротивления, представляющих собой полоску нормального металла. Используя измеренные характеристики, с помощью моделирования оценивали возможность генерации и мощность такого генератора (рис. 1), изготовленного по более простой планарной технологии, которая позволяет изготовить чип всего в две итерации.

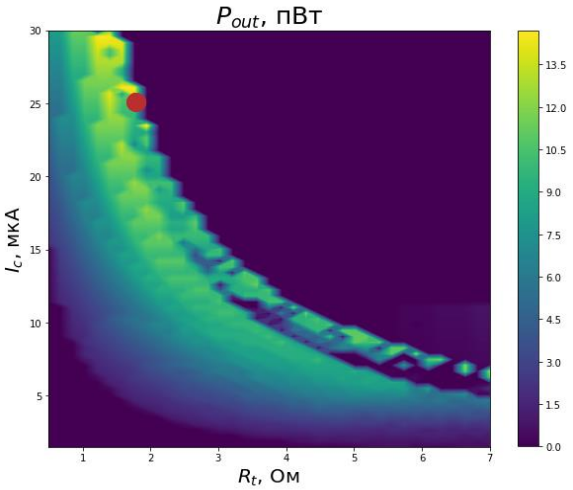


Рис. 1. Зависимость мощности генерации переменного тока (обозначена цветом) от реальных параметров системы, полученных в ходе работы. Красной точкой выделена максимальная возможная мощность

Литература

1. Chengyu Y., Juha H., Visa V., Jinli Z., Joni I., Leif G., Jan G., Mikko M. A low-noise on-chip coherent microwave source // Nature Electronics. 2021. 885–892.

2. Hassel J., Grönberg L., Helistö P., Seppä H. Self-synchronization in distributed Josephson junction arrays studied using harmonic analysis and power balance // Appl. Phys. Lett. 2006. 89, 072503.

3. Zhai Z., Parimi P. V., Sridhar S. Nonlinear microwave impedance of short and long Josephson junctions // Physical Review. B. 59(14). 1999.

Разработка технологии изготовления двухстороннего оптически самосогласующегося кристалла с интегрированным однофотонным детектором

И. А. Филиппов[1,*], А. А. Аниканов[1], А. С. Рыков[1], А. М. Мумляков[1], М. В. Шибалов[1], И. В. Трофимов[1], Н. В. Порохов[1,2], Ю. В. Ануфриев[1,2], М. А. Тархов[1,2]

[1]Институт нанотехнологий и микроэлектроники РАН, ул. Нагатинская, 16а, корп. 11, Москва, 115487
[2]НИУ Московский Энергетический Институт, ул. Красноказарменная, 14, стр. 1, муниципальный округ Лефортово, Москва, 111250
*ivn.filippov@gmail.com

В данной работе представлена технология создания оптически самосогласующегося кристалла с сверхпроводящими контактами из ниобия на одной стороне и однофотонным детектором из нитрида ниобия с обратной стороны.

Введение

Проблема оптического согласования чувствительных элементов на основе сверхпроводников (меандр SNSPD) является актуальной задачей современной прикладной науки. Одним из эффективных решений такой проблемы является разработка и создание чипов особой формы, обеспечивающих высокое геометрическое, а соответственно и оптическое согласование. Однако методы создания таких чипов должны обладать высокой геометрической точностью на уровне не более нескольких микрон.

В данной работе представлена технология создания оптически самосогласующегося кристалла с сверхпроводящими контактами из нитрида ниобия на одной стороне и однофотонным детектором с обратной стороны. Используя комбинацию технологических процессов, таких как глубокое травление кремния (Bosch), термическое окисление кремния и химическое удаление оксида кремния, объединенную в супер-цикл [1], были изготовлены кристаллы круглой формы из кремния размером, равным диаметру феруллы оптического волокна, которые являются оптически самосогласующейся конструкцией для их последующего размещения в криостатах или других измерительных комплексах.

Особенностью данной конструкции является расположение основных контактов из ниобия, осажденного магнетронным способом, в сквозных каналах (TSV). Стенки каналов предварительно полностью избавлены от шероховатостей для исключения разрыва нитрид-ниобиевой пленки. После изготовления сквозных каналов в объеме кремния на одной из сторон был сформирован чувствительный элемент детектора. Формирование контактных площадок на обратной стороне является заключительным этапом технологии перед разделением на чипы.

Преимуществом разработанной технологии и конструкции является возможность размещать большое количество кристаллов, одинаковых по своим сверхпроводящим характеристикам, на общей сборке в заготовки под чипы круглой формы, что позволяет легко совмещать последующие однофотонные детекторы с оптическим телекоммуникационным волокном.

Результаты

Для создания круглых самосогласующихся кристаллов используются кремниевые пластины толщиной 490 мкм. Первым этапом создания устройства является формирование маски из термического оксида кремния толщиной 4 мкм. Далее идет формирование маски в фоторезисте для травления SiO_2, который на следующем этапе будет использоваться для травления кремния.

Процесс глубокого травления кремния (Bosch-процесс) специально оптимизирован под типоразмер сквозного отверстия диаметром 300 мкм, общая глубина травления равна толщине пластины, особенностью данного процесса также является минимальная шероховатость стенки (scallops) < 0,5 мкм. В процессе сквозного травления также формируются контуры круглого кристалла с размерами 100 мкм. Травление выполняется на кластере компании Oxford Instruments, в составе которой находятся 3 реакторных камеры: реактор глубокого травления кремния, реактор травления диэлектрических материалов и реактор травления металлов. Это позволяет выполнять технологические операции без разрыва вакуума в технологическом маршруте и с минимальным вмешательством оператора. Заключительной межоперацией является удаление остатков продуктов реакций Bosch-процесса в кислородной плазме и жидкостное удаление остаточной толщины маски оксида кремния в растворе буферного травителя.

Далее следуют операции подготовки стенок сквозных каналов (TSV) под дальнейшие операции осаждения контактного материала – ниобия. Для этого делается суперцикл [1] из термического оксидирования кремния в печи SVCS при температуре > 800 ^{o}C на глубину 400–500 нм и жидкостного удаления этого оксида в буферном травителе. Эта операция повторяется 3 раза для полного избавления стенок от шероховатостей после Bosch-процесса. Финальной операцией является термическое окисление кремния на 100 нм для создания диэлектрического барьера.

Следующий этап – осаждение NbN толщиной 10 нм для формирования детектора. Получение покрытия пленки на пластине 100 мм осуществлялось стандартным методом реактивного магнетронного распыления в инертной газовой среде аргона, мощность DC-магнетрона составляла 5 Вт/см^2, при таких условиях скорость осаждения составляет 1 нм в минуту. При этом магнетронная камера оснащена источником ионов с энергией до 2,5 кэВ для активации поверхности подложки. После осаждения сверхпроводящего слоя был сформирован рисунок меандра

с использованием фоторезиста S1809 толщиной 950 нм. Для формирования сверхпроводящих полосок нитрид ниобия травился плазмохимическим методом в газовой смеси SF6/Ar в соотношении 2:1 при мощности RF- и ICP источников 20 и 800 Вт соответственно.

После формирования меандров идет заключительный процесс осаждения Nb толщиной 200 нм для формирования контактных площадок и сквозных контактов на обеих сторонах кристалла. Из-за большой глубины сквозных отверстий осаждение нужно проводить в два этапа: сначала с одной стороны, затем с другой. Экспериментально были получены значения диаметров отверстий > 200 мкм, при которых пропыление пленки достигало половины глубины канала. Процесс осаждения проводился при комнатной температуре из ниобиевой мишени чистой 99,999% в инертной газовой среде аргона, мощность DC-магнетрона составляла 5 Вт/см^2, при таких условиях скорость осаждения составляет 14 нм в минуту. Пленки наносились последовательно с разрывом вакуума между первой и второй стороной пластины.

После, аналогично с предыдущим этапом, поочередно была сделана литография с использованием фоторезиста S1809 толщиной 950 нм для формирования рисунков контактных соединений и площадок. Травление полученной топологии в ниобии осуществлялось плазмохимическим методом в газовой смеси SF_6/Ar в соотношении 2:1 при мощности RF- и ICP-источников 20 и 800 Вт соответственно.

Финальная операция – изготовление устройства, плазмохимическое удаление фоторезиста в кислороде и разделение пластины на круглые кристаллы.

Выводы

Был изготовлен оптически самосогласующийся кристалл с сверхпроводящими контактами из ниобия и однофотонным детектором из нитрида ниобия толщиной 10 нм на лицевой стороне.

Финансирование

Работа выполнена при поддержке проекта № 122040800157 Министерства образования и науки РФ.

Литература

1. Ivan Filippov et al. 2024 Supercond. Sci. Technol. V. 37. Art. 015018. DOI 10.1088/1361-6668/ad1460.

Сверхпроводниковый однофотонный детектор, интегрированный в высокоэффективный брэгговский отражатель

М. В. Шибалов[1,*], И. М. Ашарчук[1], Е. О. Епифанов[3], И. В. Трофимов[1], А. М. Мумляков[1], Н. В. Минаев[3], Ю. В. Ануфриев[1,2], М. А. Тархов[1,2]

[1]Институт микроэлектроники нанотехнологий Российской академии наук, ул. Нагатинская, 16а, Москва
[2]НИУ «Московский энергетический институт», ул. Красноказарменная, 14, стр. 1, Москва
[3]НИЦ «Курчатовский институт», пл. Акад. Курчатова, 1, Москва
*maxshibalov@gmail

В работе создан сверхпроводниковый однофотонный детектор на основе тонкой пленки нитрида ниобия, интегрированный в распределенный брэгговский отражатель с эффективным оптическим согласованием посредством специального микроконнектора. Микроконнектор сформирован методами двухфотонной полимеризации. Использование in situ метода осаждения сверхпроводящей пленки нитрида ниобия и распределенного брэгговского отражателя позволило достичь эффективности детектирования на уровне 90% на длине волны 830 нм и скорости темнового счета 10 $с^{-1}$ при температуре 2,5 К.

Введение

Сверхпроводящие однофотонные детекторы (SNSPD) за последние 15 лет стали наиболее предпочтительными при использовании их в различных отраслях науки благодаря высокой скорости счета, широкой спектральной чувствительности и низкому темновому счету. Одна из первых демонстраций применения SNSPD была показана для квантового распределения ключей [1]. Другие приложения включают определение характеристик однофотонных источников [2], LIDAR [3] и другие приложения. Одним из самых распространенных материалов для SSPD является нитрид ниобия (NbN). Последние исследования [4, 5] показали перспективность использования ультратонких сверхпроводящих пленок нитрида ниобия, полученных методом атомно-слоевого осаждения, усиленного плазмой (PEALD). Одним из главных плюсов данной технологии является возможность получать тонкие пленки с прецизионным контролем толщины и высокой однородностью на большой площади. Это особенно важно при создании SNSPD с большой активной площадью или матричных элементов. Для повышения квантовой эффективности SNSPD наиболее предпочтительным является использование распределенного брэгговского отражателя (DBR) на основе диэлектрических слоев с различными показателями преломления. Плазмохимические методы осаждения (PECVD) тонких диэлектрических пленок для таких отражателей обеспечивают отличную однородность осаждения и шероховатость слоев по всей кремниевой подложке, что в совокупности с методом атомно-слоевого осаждения дает большое преимущество в производстве больших и эффективных массивов детекторов одиночных фотонов на 100-мм-подложках.

Для повышения оптического согласования часто используют линзы или согласователи из полимера, полученные методом двухфотонной полимеризации. Также используют соединительный зажим «sleeve tube», который вставляется в специальный держатель. Этот держатель устанавливается непосредственно над детектором, после чего в зажим вставляется оптическое волокно. Мы в своей работе использовали оптические микроконнекторы, полученные методом двухфотонной полимеризации. Из-за габаритов порядка сотен микрон процесс совмещения и ввода волокна в оптический микроконнектор с использованием микроподвижек является довольно простой задачей.

В качестве подложки была выбрана кремниевая пластина р-типа <100> диаметром 4 дюйма. После предварительной отмывки на пластине методом PECVD были сформированы попарно чередующиеся слои нитрида кремния и оксида кремния в количестве 7 пар. На завершающий слой оксида кремния дополнительно осаждался слой нитрида кремния. Слои нитрида кремния осаждались из газовой смеси $SiH_4/NH_3/N_2$. После осаждения слоя нитрида кремния процессная камера продувалась и откачивалась в течение 5 мин, и осаждался слой оксида кремния из газовой смеси $TEOS/O_2$. После завершения осаждения оксида кремния камера также продувалась и откачивалась в течение 5 мин. Далее указанная последовательность повторялась до достижения необходимого количества пар слоев DBR. После осаждения DBR пластина без разрыва вакуумного цикла помещалась в камеру атомно-слоевого осаждения.

Пленка нитрида ниобия осаждалась методом атомно-слоевого осаждения, усиленного плазмой. Количество циклов осаждения равнялось 93. После осаждения формировался чувствительный элемент в виде меандра с помощью электронно-лучевой литографии с последующим плазмохимическим травлением. Травление нитрида ниобия через резистивную маску осуществлялось плазмохимическим методом в газовой смеси SF_6/Ar (соотношение потоков газов 2:1). Контактные площадки формировались методом lift-off из алюминия. Далее подложка разрезалась на чипы дисковой резкой.

Результаты

На рис. 1, *a* показано SEM-изображение чувствительного элемента. На вставке к рис. 1, *a* показан увеличенный участок чувствительного элемента с характерными размерами. Для демонстрации многослойной структуры DBR и меандра была проведена ТЕМ-микроскопия, которая показана на рис. 1, *b*. Толщина пленки составила 5,6 нм. На рис. 1, *c* изображена

смоделированная зависимость отражения от длины волны DBR и экспериментально измеренная зависимость отражения от длины волны в диапазоне от 650 до 1000 нм. Измеренная эффективность отражения DBR составляет ~90% на длине волны 830 нм.

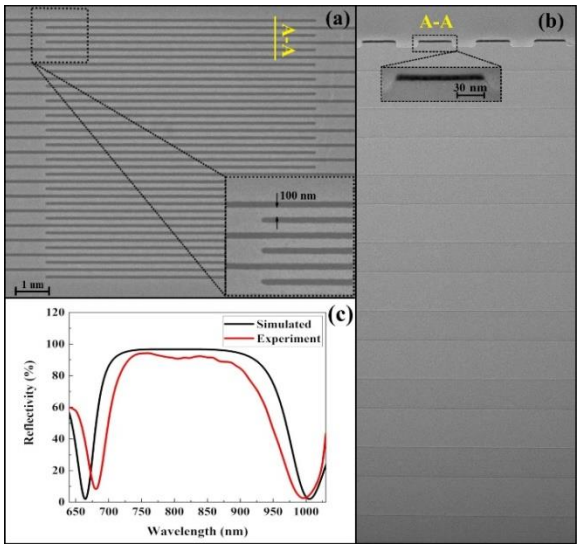


Рис. 1. СЭМ-изображение меандра и его характерные размеры (*a*). ПЭМ-изображение слоев DBR и меандра (*b*). Рассчитанная и измеренная зависимость отражения от длины волны (*c*)

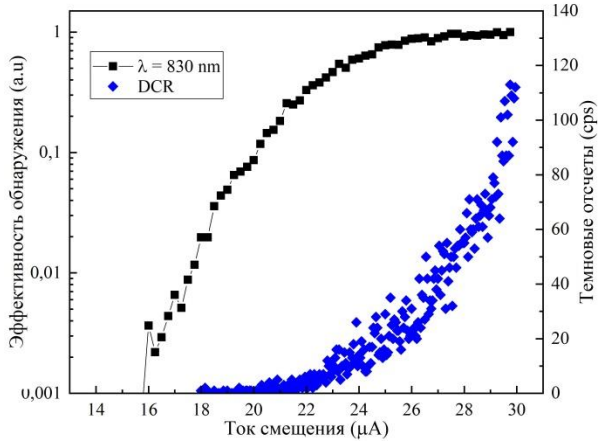


Рис. 2. Зависимости светового и темнового счета от тока смещения

На рис. 2 показана кривая скорости счета фотонов для длины волны 830 нм. Имеется насыщение эффективности обнаружения, которое проявляется в виде плато на кривой. Достигнутая системная квантовая эффективность обнаружения нашей системы определяется эффективностью отражения DBR и составляет около 90%. Кривая темнового счета имеет экспоненциальный характер роста от увеличения тока смещения.

Выводы

Мы продемонстрировали SNSPD на основе пленки NbN, полученной методом PEALD, интегрированный в DBR, с повышенным оптическим согласованием благодаря использованию оптического микроконнектора. Достигнутая SDE нашей системы составляет около 90% на длине волны 830 нм. Использование оптических микроконнекторов значительно повышает эффективность оптического согласования чувствительного элемента SNSPD и оптического волокна, что в совокупности с использованием DBR дает высокоэффективную систему обнаружения одиночных фотонов.

Финансирование

Работа выполнена при поддержке проекта № 12204080153-0 Министерства образования и науки РФ.

Литература

1. R. H. Hadfield et al. (ed.). Superconducting devices in quantum optics. Switzerland : Springer International Publishing, 2016.

2. R. H. Hadfield et al. // Optics Express. 2005. V. 13, no. 26. P. 10846–10853.

3. A. McCarthy et al. // Optics express. 2013. V. 21, no. 7. P. 8904–8915.

4. M. V. Shibalov et al. // Superconductor Science and Technology. 2021. V. 34, no. 8. P. 085016.

5. E. Knehr et al. // Journal of Vacuum Science & Technology. A. 2021. V. 39, no. 5.

Оптимизация параметров потокового кубита, связанного с фононным кристаллом для наблюдения лазерной генерации фононов

П. Ю. Шлыков[1], Ш. В. Сандуляну[1,2], А. Болгар[1,3], О. В. Астафьев[1,3]

[1]Московский физико-технический институт, Институтский пер., 9, Долгопрудный, 141701
[2]Университет науки и технологий МИСИС, Ленинский пр., 4, стр. 1, Москва, 119049
[3]Сколковский институт науки и технологий, Большой бульвар, 30, стр. 1, Москва, 433423

Рассматривается взаимодействие сверхпроводящего потокового кубита с фононным кристаллом в квантовом режиме в гигагерцовом диапазоне частот. Были проведены симуляции данной системы, которые показали различные режимы для работы устройства при разных параметрах кубита и фиксированной акустической части. Данные результаты полезны для физического изготовления устройства и дальнейшего применения в более сложных акустических схемах.

Введение

В данный момент получило широкое распространение исследование гибридных квантовых систем, например, изучение взаимодействие атома с фононами. Механическая часть таких систем может быть представлена резонаторами на поверхностных акустических волнах (ПАВ), а искусственный атом представлен сверхпроводящими кубитами.

В частности, экспериментальная группа нашей лаборатории демонстрировала ранее наблюдение сильной связи кубита типа трансмон с нормальными модами ПАВ-резонатора [1] и с квазинормальными модами фононного кристалла [2]. Успех в связи кубита потокового типа с квазинормальными модами фононного кристалла сильной связью нашей группой [3] привел к интересу создания акустического лазера в такой системе, в том числе для дальнейших применений в акустических схемах.

Описание системы

Схема моделируемого образца изображена на рис. 1. Она состоит из потокового кубита, акустического кристалла, помещенного между брэгговскими зеркалами и подведенных к ним микроволновых линий. Потоковый кубит представлен сверхпроводящим кольцом, разделенным тремя джозефсоновскими контактами, один из которых заменен на СКВИД для плавного изменения его эффективной джозефсоновской энергии.

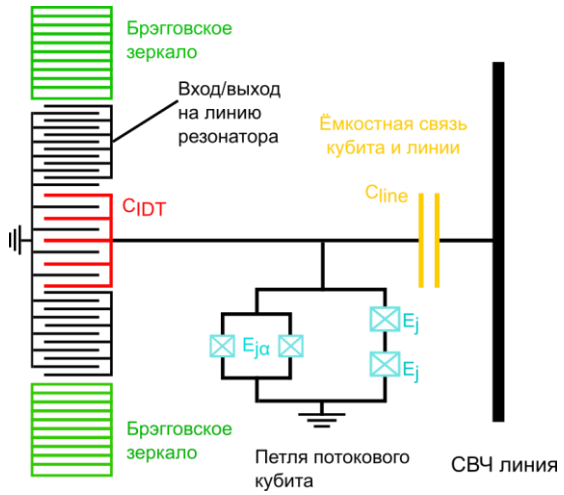


Рис. 1. Принципиальная схема квантовой системы

Используя уровневую систему потокового кубита, можно добиться инверсной населенности между невозбужденным и первым возбужденным уровнями при помощи накачки кубита на частоте второго возбужденного уровня. Емкостная связь между акустическим кристаллом и искусственным атомом определяет взаимодействие между двумя частями системы. В результате наблюдается лазерное излучение из кубита в акустический резонатор.

Методика моделирования

Представленная система описывается следующим гамильтонианом:

$$\hat{H} = \hat{H}_r + \hat{H}_q + \hat{H}_i + \hat{H}_D,$$

где гамильтонианы резонатора:

$$\hat{H}_r = \hbar\omega_r \cdot \hat{a}^+\hat{a},$$

кубита:

$$\hat{H}_q = \hbar\omega_{12}\hat{s}_{22} + \hbar\omega_{13}\hat{s}_{33},$$

взаимодействия:

$$\hat{H}_i = g \cdot (\hat{a}\hat{s}_{21} + \hat{a}^+\hat{s}_{12}),$$

накачки кубита на частоте второго возбужденного состояния:

$$\hat{H}_D = \Omega_{31} / 2(\hat{s}_{31} + \hat{s}_{13}).$$

Утекание энергии кубита в линию и энергии фононного кристалла в подложку описываются эффективными операторами затухания уровней кубита и резонатора.

При численном решении уравнения Линдблада для установившегося режима находятся населенности основной фононной моды и уровней искусственного атома.

Результаты и обсуждение

Для фиксированных параметров акустической части системы и всех емкостей исследовалось количество фононов в резонаторе в зависимости от энергий джозефсоновских переходов. Оптимизировалась мощность накачки искусственного атома и выставлялся поток на кубите, при котором его первый возбужденный уровень находился в резонансе с основной модой фононного кристалла. Результат

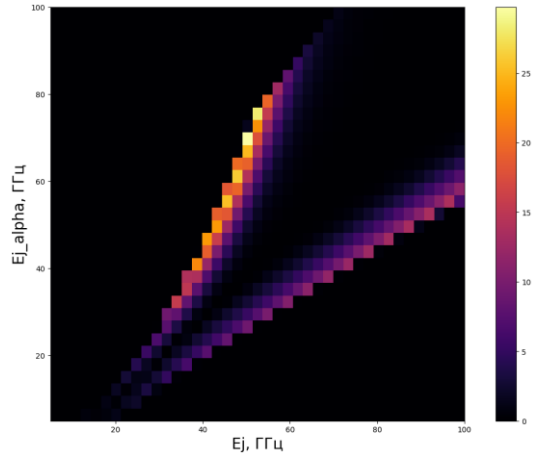


Рис. 2. Заселенность резонатора в зависимости от джозефсоновских энергий кубита

представлен на рис. 2, где мы наблюдаем две области параметров кубита, при которых обеспечивается инверсная заселенность и достаточная связь потокового кубита с акустической частью системы для заполнения уровней резонатора.

Литература

1. A. N. Bolgar, J. I. Zotova, D. D. Kirichenko, I. S. Besedin, A. V. Semenov, R. S. Shaikhaidarov, and O. V. Astafiev // Phys. Rev. Lett. **120**, 223603 (2018).

2. A. N. Bolgar, D. D. Kirichenko, R. S. Shaikhaidarov, et al. // Commun Phys. 3. **207** (2020).

3. A. N. Bolgar, S. V. Sanduleanu, A. Strelnikov, O. V. Astafiev // J. Low Temp. Phys. (2022). https://doi.org/10.1007/s10909-022-02871-0.

Комбинационное рассеяние света и фотолюминесценция полупроводниковых наноструктур с нанометровым пространственным разрешением

А.Г. Милёхин[1*], И.А. Милёхин[1,2], Н.Н. Курусь[1], Л.С. Басалаева[1], Е.А. Емельянов[1], М.А. Путято[1], В.В. Преображенский[1], В.С. Тумашев[1], Н.А. Небогатикова[1], И.В. Антонова[1], А.В. Латышев[1,2], D.R.T. Zahn[3]

[1] Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова СО РАН, пр.-т Лаврентьева,13, Новосибирск, 630090

[2] Новосибирский государственный университет, Пирогова, 1, Новосибирск, 630090

[3] Semiconductor Physics, Chemnitz University of Technology, Chemnitz, Germany, D-09107

*milekhin@isp.nsc.ru

Обсуждаются результаты изучения колебательного и электронного спектров одиночных полупроводниковых наноструктур методами комбинационного рассеяния света (нано-КРС) фотолюминесценции (нано-ФЛ) с нанометровым пространственным разрешением. Нано-КРС позволило обнаружить колебательные оптические моды нанокристаллов GaAs и двумерных наноструктур, включая монослои MoS_2 и WS_2. С помощью нано-ФЛ выполнено картирование нанокристаллов GaAs и установлена пространственная локализация колебательных мод кластеров As.Нано-КРС в режиме «щелевого плазмона» позволило установить величины механических напряжений в складках мультиграфена и графена.

Введение

Методы ближнепольной оптической спектроскопии, включая нано-КРС и нано-ФЛ, основаны на усилении оптического сигнала от наноструктур, находящихся в ближнем поле локализованного поверхностного плазмона металлического зонда атомно-силового микроскопа (АСМ).

Эти методы сочетают в себе возможности химического анализа и высокую чувствительность и нанометровое пространственное разрешение. Нано-КРС основано на возможности контролируемого создания и позиционирования т.н. «горячей точки», области сильно локализованного электромагнитного поля в пространстве между металлизированным острием зонда АСМ микроскопа и поверхностью образца. Усиление интенсивности сигнала нано-ФЛ и нано-КРС пропорционально второй и четвертой степени напряженности локального поля, соответственно, и для двумерных соединений соединений, может достигать 5 порядков, что достаточно для детектирования отдельных наноструктур, причем пространственное разрешение может достигать 2 нм при обычных условиях [1]. Нано-КРС и нано-ФЛ требуют тщательного подбора экспериментальных условий (выбор объекта исследования, материала и радиуса острия зонда АСМ микроскопа, длины волны возбуждающего излучения, типа подложки и др.). Поэтому в настоящее время требуется поиск оптимальных условий для реализации нано-КРС и нано-ФЛ от полупроводниковых наноструктур с максимальной интенсивностью и предельным пространственным разрешением.

В нашей работе, мы представляем результаты исследования фононного и электронного спектров нанаколонн и нанокристаллов на основе GaAs с помощью нано-КРС и нано-ФЛ, соответственно.

Методика эксперимента

В качестве исследуемых образцов использовались нанокристаллы и наноколонны GaAs и пленки мультиграфена и монослойного графена и двумерных островков дихалькогенидов металлов (MoS_2 и WS_2). При этом пленки графена и монослои MoS_2 были помещены на плазмонную подложку для реализации режима «щелевого» плазмона и увеличения оптического отклика [1]. На основе анализа спектров нано-КРС и нано-ФЛ определены размеры и форма наноструктур, структурные дефекты и возникающие в них локальные механические напряжения.

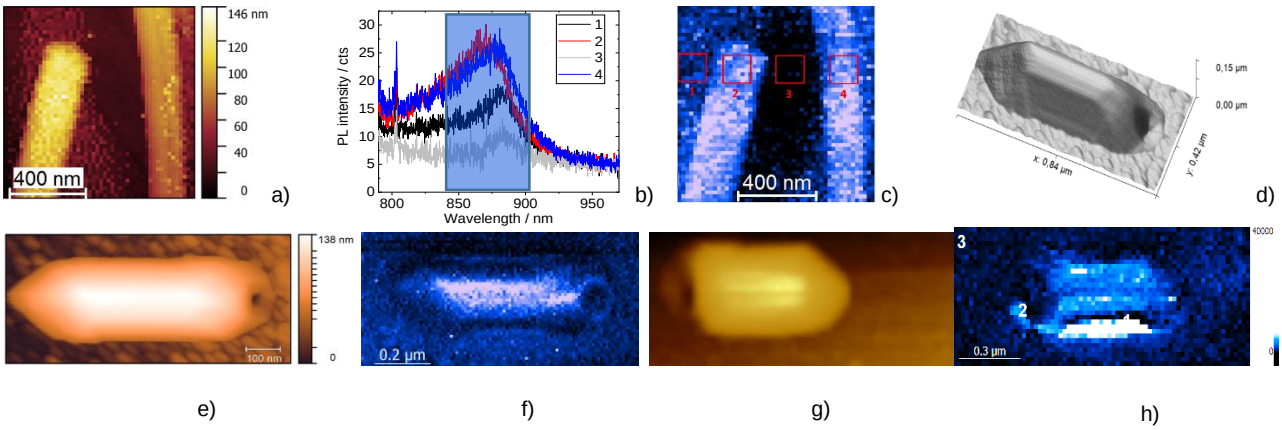


Рисунок 1. АСМ изображения (a, d, e, g) наноколонн и нанокристаллов (НК) GaAs, спектры и карты интенсивности сигнала нано-ФЛ наноколонн GaAs (b и c). f)-АСМ изображение (g) и результат картирования интенсивности рассеяния плазмона зонда вблизи НК GaAs. h)- Карты нано-КРС на колебательных модах кластеров As частотном диапазоне 170-290 cm^{-1}.

Массивы нанокластеров Au были сформированы с помощью нанолитографии. Дополнительно структурные параметры контролировались с помощью сканирующей электронной микроскопии.

Спектры нано-КРС были записаны на установке Xplora/AIST-NT TERS в геометрии квазиобратного рассеяния. ИК спектры с пространственным разрешением не хуже 10 нм были получены с использованием платформы для ближнепольной микроскопии neaSNOM.

Результаты и обсуждение

Спектры нано-ФЛ от монослоев MoS_2, WS_2 и наноколонн GaAs (Рис.1 a-c) демонстрируют пики, обусловленные межзонному поглощению. Картирование интенсивности и энергии сигнала ФЛ позволила определить толщину монослойных покрытий, получит информацию о структурных дефектах с нанометровым пространственным разрешением.

Нанокристаллы (НК) GaAs, сформированные в процессе самокаталитического роста на поверхности GaAs не удается наблюдать в спектрах нано-ФЛ из-за маскирования интенсивным сигналом от подложки. Вместе с тем, картирование сигнала от плазмона иглы, взаимодействующего с НК GaAs, в диапазоне 800-900 нм позволяет успешно визуализовать особенности морфологии нанокластеров (Рис.1e-f). Картирование сигнала нано-КРС на колебательных модах кластеров As частотном диапазоне 170-290 cm^{-1} предоставляет возможность визуализации пространственного распределения нанокластеров As (Рис.1 g-h).

Пленки мультиграфена и графена, нанесенные на массив нанокластеров Au драпируются с формирование складок. Спектры нано-КРС пленок мультиграфена и графена демонстрируют характерные особенности, соответствующие основным колебательным модам. В области складок частоты колебательных мод пленок оказываются сдвинуты, что свидетельствует о возникновении локальных механических напряжений в складках. Анализ частот колебательных мод позволил определить величины механических напряжений пленок мультиграфена и графена, которые составляют величину 0.4 и 1.5%, соответственно.

Заключение

Нано-КРС и нано-ФЛ успешно применены для установления фононного и электронного спектров ряда полупроводниковых наноструктур, включая нанокристаллы и наноколонны GaAs, пленки мультиграфена и графена, монослои MoS_2 и WS_2 с нанометровым пространственным разрешением.

Благодарности

Исследование поддержано Российским Научным Фондом (грант №22-12-00302).

Литература

1. V.M. Dzhagan, Yu.M. Azhniuk, A.G. Milekhin, *et al.* // Journ. Phys. D: Appl. Phys., 51, 503001 (2018).

Обратный эффект близости в статически и динамически неколлинеарных магнитных гетероструктурах со сверхпроводниками

Н. Г. Пугач[1*], Я.В. Туркин[1], Н.В. Лекомцев[1], Д.В. Селезнев[1]

[1]Национальный Исследовательский Университет Высшая Школа Экономики, Москва, 101000.
[*]npugach@hse.ru

В данной работе теоретически исследовались магнитные эффекты, возникающие в пленке сверхпроводника, нанесенного на поверхность ферромагнитного диэлектрика или зажатого между двумя ферродиэлектриками. Рассчитана плотность электронных состояний и ее зависимость от угла разориентации между намагниченностями магнитных слоев, а также от толщины сверхпроводящего слоя. Исследуется возникновение и поведение пика при нулевом смещении, являющегося следствием триплетных сверхпроводящих корреляций.

Введение

Гибридные структуры на основе сверхпроводников и магнитных материалов приобретают

все большее значение в сравнительно новой и быстро развивающейся области сверхпроводниковой спинтроники. Эта новая область призвана решать следующие задачи:

энергосбережение, миниатюризация элементов, их быстродействие, и наконец, обеспечение работы принципиально нового типа устройств – квантовой логики.

Описание работы

Ранее авторами рассматривался обратный эффект близости в наноструктуре сверхпроводник-ферромагнитный диэлектрик [1]. В данной работе теоретически исследовались магнитные эффекты, возникающие в пленке сверхпроводника, нанесенного на поверхность ферромагнитного диэлектрика. В качестве сверхпроводящих материалов для создания такой структуры могут использоваться любые низкотемпературные сверхпроводники, например технологичные алюминий или ниобий, а в качестве ферродиэлектриков обычно выступают соединения европия EuS, EoO, или ферриты-гранаты (ЖИГ). Обсуждается роль прецессирующего во времени или стационарного магнитного возбуждения в такого рода материале, его влияние на спиновые свойства сверхпроводящих корреляций в сверхпроводнике [2,3].

Расчеты проводились в квазиклассическом приближении с помощью численного решения уравнений Узаделя.

Проведено детальное исследование особенностей обратного эффекта близости в сверхпроводнике, нанесенном на поверхность ферродиэлектрика или зажатого между двумя ферродиэлектриками. Рассчитана плотность электронных состояний и ее зависимость от угла разориентации между намагниченностями магнитных слоев, а также от толщины сверхпроводящего слоя. Исследовано возникновение и поведение пика при нулевом смещении, являющегося следствием триплетных сверхпроводящих корреляций.

Финансирование

Работа выполнена при поддержке проекта «Зеркальные лаборатории» НИУ ВШЭ и БГПУ.

Литература

1. Yagovtsev V.O., Pugach N.G., Eschrig M. // Supercond. Sci. Technol. 2021. Vol. 34, №2, 025003.
2. Ya.V. Turkin, N. Pugach // Beilstein J. Nanotechnol. – 2023. –№ 14. –p. 233.
3. Я. В. Туркин, Н. Г. Пугач, и др. // Физика металлов и металловедение –2023. –Т.124. –№. 1. –с. 42.

АВТОРСКИЙ УКАЗАТЕЛЬ

B
Bayer M. 867, 869
Buzdin A. I. 72
C
Cunha D. 599
D
Devizorova Zh. 72
J
Jin Li 971
K
Khitun A. 398
Kopasov A. A. 72
Kudlacik D. 867
M
Mel'nikov A. S. 72
Meng H. 72
Mironov S. V. 72
N
Nashaat M. 162
O
Orlita M. 676
P
Park J. 372
Pashkovskaia V. 96
S
Saraiva T. T. 96
Shanenko A. 96
T
Tekic J. 162
Teppe F. 676
Tsai Jaw-Shen 991
V
Vagov A. 96
Vasenko A. 96
Vasilevskiy M. I. 599
W
Wang Rui 991
Z
Zhang L. 971
А
Абдельмонейм С. А. 60
Абдуллаев Н. А. 728
Абрамкин Д. С. 256, 567
Абрамов А. С. 971
Абросимов Н. В. 664, 680
Абросимова Н. Д. 795
Абукаев А. Ф. 895
Авакянц А. А. 569
Аверина Н. И. 250
Агафонов Ю. А. 213
Азаревич А. Н. 130
Азатьян С. Г. 965
Айрапетян Д. Б. 838
Акопян Н. 1014
Аксенов А. Ю. 738
Аксенов В. Л. 45
Аксенов С. В. 7
Аладышкин А. Ю. 887
Алексеев П. А. 969
Алексеев С. Г. 336
Алехина Ю. А. 310
Алешкин В. Я. 571, 652, 654, 676, 702, 752, 798, 804, 844, 881
Алиев А. М. 169
Аликин Д. О. 971
Альперович В. Л. 573
Амаханов Г. М. 355
Амеличев В. А. 418
Аминев Д. Ф. 660
Ан П. П. 979
Андреев А. А. 865
Андреев Б. А. 575, 682, 714
Андреев В. С. 34, 1016
Андреев И. А. 787
Андреев И. В. 577, 579
Андреев С. В. 353
Андреева М. А. 170
Андреева С. А. 581, 761
Андрианов А. В. 664
Андрюшечкин Б. В. 889
Андрющенко Т. А. 891
Аниканов А. А. 102, 1025
Анкудинов А. В. 738
Антонов А. В. 611, 1005
Антонов В. Н. 10, 627
Антонов Д. А. 893
Антонов И. А. 427
Антонов И. Н. 667, 815, 893
Антышева Г. Д. 492
Антюшин Е. С. 441, 454, 439
Ануфриев Ю. В. 138, 1025, 1027
Анфертьев В. А. 114
Арапов Ю. Г. 625, 754
Аристов Д. Н. 697, 766
Артамкин А. И. 863
Артемов В. В. 762
Артюков И. А. 437
Артюхов А. И. 439, 458
Арутюнов К. Ю. 8, 54
Архипов А. В. 353, 925, 956
Архипова Е. А. 43, 583, 1001, 1012
Астанкова К. Н. 669
Астафьев О. В. 10, 991, 1020, 1029
Астров Ю. А. 656
Асяев Д. С. 638
Атнашева Е. Э. 621
Афанасьев Д. А. 629
Афоненко А. А. 585, 587, 636, 842
Афоненко Ан. А. 585
Ахкямова А. Ф. 895
Ахматханов А. Р. 961
Ахметова А. А. 400
Ахметова А. И. 896
Ахсахалян А. А. 441, 467, 471, 519
Ахсахалян А. Д. 441, 519
Ашарчук И. М. 981, 1022, 1027
Б
Бабунц Р. А. 973, 977
Багаев Т. А. 585
Баева Е. М. 613
Баева М. Г. 740
Баева Э. М. 979
Байдусь Н. В. 288, 591, 642, 646, 648
Баймухамбетова Д. Т. 898, 909
Бакаров А. К. 256
Бакин В. В. 378
Бакина К. А. 499, 523
Бакунов М. И. 871
Бакурский С. В. 12, 66, 129
Балаев А. Д. 270
Балаев Д. А. 270
Балакирев Д. О. 730
Балакирев С. В. 589, 827
Балясников Д. М. 591, 642
Банников М. И. 863
Барабаш Н. В. 609
Баранов П. Г. 973
Баранцев О. В. 602
Бараш Ю. С. 40
Барило С. Н. 278
Барков К. А. 151
Барышев А. М. 90
Барышева М. М. 527
Барышникова К. В. 669
Бастракова М. В. 14, 66, 119, 1007, 1008
Баталов Р. И. 213
Батов И. Е. 68, 918
Баулин Р. А. 170
Бахметьев М. В. 297
Башкатов Д. Д. 736
Бегинин Е. Н. 210, 346
Безменова А. Е. 172, 211
Бекетов И. В. 282
Бекин Н. А. 593, 594, 656
Белов А. И. 646, 831, 873
Белов И. В. 865
Белодедов М. В. 245
Белотелов В. И. 172, 180, 211, 262
Белых В. В. 615
Бельтюков А. Н. 190
Беляев Д. В. 595
Березовская Т. Н. 461, 496
Бержанский В. Н. 172, 211, 320
Берт Н. А. 825
Беспалов А. А. 16, 123
Бессонов В. Д. 372, 420

Бибикова В. В. 795
Бизяев Д. А. 174, 239, 299, 899
Битюрин Н. М. 704
Благодаткин А. В. 125
Блошкин А. А. 817
Блуменау М. И. 597
Бляхман Ф. А. 186
Бобкова И. В. 156
Бобров А. И. 609, 813, 851
Бобров Ю. А. 901
Бовкун Л. С. 676
Богданов С. А. 583, 1001, 1012
Богданова Т. В. 176
Боголюбский А. С. 754, 812
Богомолов Д. Б. 567
Богуславский С. Е. 45
Бодягин А. В. 18, 28
Боев Н. М. 363
Бойко М. Е. 410
Болгар А. Н. 1020, 1029
Болотин К. 941
Болотина Е. В. 178
Болотина Н. Б. 130
Больгинов В. В. 20, 56, 108
Большаков В. О. 916
Большаков Е. П. 521
Бондарева П. И. 613
Бондаренко Г. Н. 219
Бондаренко Л. В. 915, 922, 955
Борисов А. Э. 54
Борисова А. В. 997
Боровкова О. В. 180
Борщев О. В. 836
Боряков А. В. 94
Братанич Д. В. 182
Бричкин А. С. 617, 860
Бронзов Т. П. 521
Бугаев А. В. 443
Будкин Г. В. 598
Буньков Ю. М. 184
Буравлев А. Д. 461, 496
Бураченко А. Г. 999
Бурбан Е. А. 186, 282, 353
Бурдилов А. А. 537
Бурдин Д. А. 394
Бурдов В. А. 599, 732
Бурмистров И. С. 7, 81
Бурцев В. А. 521
Бутенко П. Н. 410
Бухараев А. А. 174, 299, 899, 935, 937
Бушуев В. А. 445, 534
Бушуйкин П. А. 656
Быков А. И. 293, 334, 365, 901
Быков Ан. В. 901
Быков В. А. 213, 901
Бычкова Е. А. 293, 365

В

Важенина И. Г. 188, 219, 264
Вайнер Ю. А. 441
Валеев В. Г. 865
Валеев В. Ф. 213
Валеев Р. Г. 190
Варавин В. С. 808, 810
Варнаков С. Н. 891
Васенин А. В. 1020
Васильев А. А. 602
Васильев А. Л. 312, 480, 762
Васильев А. Н. 293
Васильев В. К. 338, 510
Васильев Р. Б. 600
Васильевский И. С. 812
Василькова Е. И. 602
Васинович Е. В. 192
Васьковский В. О. 342, 396
Вахитов Р. М. 400
Вахитова Я. А. 328
Вахрушев А. 129
Вдовичева Н. К. 77
Веденкин А. С. 911
Ведь М. В. 248, 288
Вейшторт И. П. 973, 977
Вековшинин Ю. Е. 915, 922, 955
Великанов Д. А. 219, 264, 363, 432
Венедиктов И. О. 979
Вербус В. А. 669, 829
Верясова А. А. 231
Веселов А. П. 447, 450, 525
Виблая А. В. 231
Виниченко А. Н. 812
Винниченко М. Я. 604, 838, 855
Виноградова Л. М. 755, 819
Вихарев А. Л. 583, 1001, 1012
Вихрова О. В. 194, 213, 631, 667
Вишняков Е. А. 449
Власенко В. А. 22, 24, 1003
Власов А. С. 738
Вовк Д. Е. 724
Вовк Н. А. 981
Водзяновский Я. О. 26
Водолазов Д. Ю. 18, 28, 144
Водопьянов А. В. 447, 450, 525, 947
Вожаков В. А. 14
Войцеховский А. В. 606
Волков В. А. 608, 764
Волков Д. А. 196, 200, 418
Волков П. В. 609, 813
Волкова Е. В. 795
Волкова Н. С. 621
Волковская И. И. 829
Волочаев М. Н. 432
Волченко Е. Н. 330
Волчков И. С. 223
Вольхин Д. И. 983
Воронов Б. М. 140
Воропаев К. О. 602
Воротынов А. М. 363
Вострецов А. Г. 983
Вывенко О. Ф. 941
Высоцкий С. Л. 198, 355, 398, 412
Вязанкин О. С. 609, 813

Г

Габани С. 130
Габбасов Б. Ф. 246
Габриелян Д. А. 196, 200
Гавриленко В. И. 611, 676, 678, 689, 702, 722, 798, 806, 808, 810, 840, 842
Гаврилкин С. Ю. 51, 130
Гаврилов С. С. 710
Гайдук А. Е. 817
Гайдукасов Р. А. 382
Гайдученко И. А. 82, 613
Гайкович К. П. 452
Гайсин А. У. 478
Галанова В. С. 985
Галанова С. В. 365
Галеева А. В. 863
Галечян Г. Ю. 245
Галиев Р. Р. 700
Галимов А. И. 1018
Галин М. А. 30
Галиуллин А. А. 903
Гамзатов А. Г. 169
Гаранин Ф. Е. 202
Гарахин С. А. 454, 461, 467, 494, 496, 512, 527, 545
Гареев К. Г. 204, 410
Гареева З. В. 206, 208, 402
Гатин А. К. 898, 909, 911, 913
Генин Д. Е. 999
Герасименко А. Ю. 245
Герасимова Ю. В. 432
Гетман Д. В. 521
Гец Д. С. 740
Гимадеева Л. В. 971
Гимазов И. И. 49, 136
Гиппиус А. А. 22
Гиппиус Н. А. 627, 635, 833
Глаголев П. Ю. 456
Глушков Е. И. 441, 458, 460, 507, 509, 512
Гогина О. А. 941
Голиков А. Д. 979, 985, 993
Голикова Т. Е. 68
Голицына О. М. 961
Головатенко А. А. 615
Головчанский И. 129
Голуб Д. А. 58
Голубев Г. Ю. 32
Голубев Д. С. 10
Голубов А. А. 12
Голубок А. О. 905, 925, 929, 943, 956
Голышков Г. М. 617, 860
Гольцман Г. Н. 34, 82, 140, 613, 979, 985, 993, 995, 1016
Голяшов В. А. 378, 595, 688

Гончаров А. Е. 644
Гончаров Б. В. 32, 36
Гончарова Д. А. 32, 36
Горай Л. И. 461, 496
Горбачев А. М. 1001, 1012
Горбенко И. В. 619, 684
Горбенко О. М. 905, 929, 943
Гордеева А. В. 43, 79, 125
Горев Р. В. 235, 348, 427
Горкунов М. В. 833
Горн Д. И. 606
Горшков А. П. 621, 813, 851
Горшков О. Н. 815, 893
Горьковенко А. Н. 231, 353, 396
Горюнов А. В. 813
Грановский А. Б. 312
Грачев А. А. 210
Гребенников В. И. 688, 797, 907, 923
Гребенщикова Е. А. 879
Грибов И. В. 170
Грибова Н. И. 211
Гридчин В. О. 623, 859, 1014
Гридчина В. М. 130
Гринберг Я. С. 38
Гришин М. В. 898, 911, 909, 913
Грузнев Д. В. 915, 922, 955
Гудина С. В. 625, 754, 812
Гумаров А. И. 246
Гурович Б. А. 32, 36
Гурский А. С. 8, 54
Гусев Н. С. 144, 215, 243, 250, 256, 304, 348, 370, 798, 840, 958
Гусев С. А. 318, 320, 368, 304, 370, 704
Гусева В. Е. 463, 465, 501, 505
Гусева Ю. А. 700
Гусейнов Д. В. 250, 680
Гусихин П. А. 579
Гутаковский А. К. 867, 920

Д

Давыдов А. Б. 865
Давыдов В. Ю. 575
Данилов Ю. А. 194, 213, 631, 667
Данильцев В. М. 43
Данстан Дж. 10
Дашков А. С. 461
Дворецкая Л. Н. 925, 956, 849
Дворецкий С. А. 606, 676, 678, 702, 722, 742, 752, 798, 806, 810, 840, 863, 881
Девятериков Д. И. 45, 92
Девятов Э. В. 40, 569, 770
Дегтяренко А. Ю. 51
Деменев А. А. 627, 710
Дементьева М. М. 949
Демидов В. В. 388, 418
Демидов В. Е. 235, 1001, 1005, 1012
Демидов Е. С. 215, 338, 629
Демидова Н. Е. 629
Демин А. Ю. 378
Демин Г. Д. 217, 456, 640
Демина П. Б. 225, 248, 288, 591, 631, 642, 706
Денисов Г. Г. 633
Денисов Н. В. 922, 955, 965
Денисова Е. А. 188, 219
Джапаридзе М. В. 178
Джумалиев А. С. 412
Джунь И. О. 221, 310
Дзебисашвили Д. М. 422
Дзядух С. М. 606
Дивин Ю. Я. 41
Дивочий А. В. 1016
Дмитриев А. Ю. 1020
Дмитриев Д. С. 482
Дмитриева М. Ю. 227, 229
Дмитриева О. А. 635, 833
Долбня И. П. 458, 536
Долженко Д. Е. 863
Долуденко И. М. 223, 239, 272, 408
Доминский Д. И. 836
Доронин С. В. 911
Дорохин М. В. 225, 241, 243, 248, 264, 276, 288, 631, 642, 706
Дорошенко Р. А. 402
Дохликова Н. В. 911, 913
Доценко А. А. 304
Дравин В. А. 686
Драгунова А. С. 589, 623, 1014
Дровосеков А. Б. 227, 229
Дрождин С. Н. 961
Дроздов М. Н. 43, 583, 667, 773, 831, 1001, 1012, 1005
Дрягина А. Е. 231
Дрязгов М. А. 987
Дубинов А. А. 587, 611, 636, 702, 722, 752, 798, 804, 883, 806, 842
Дубовая А. Р. 644
Дудин А. А. 638, 671,
Дудин Ю. А. 194, 427, 667
Дудко Г. М. 351, 355, 398, 412
Дулебо А. И. 903
Дунаевский М. С. 738
Дуров К. В. 467, 469, 471, 475
Дьяков С. А. 627, 662, 781, 877
Дюдьбин Г. Д. 102
Дюжев Н. А. 217, 416, 456, 640

Е

Евсиков И. Д. 640
Евстигнеева С. А. 172
Егоров В. К. 473
Егоров Е. В. 473
Егоров С. В. 20, 56, 108
Егорова Е. Ю. 1022
Ежевский А. А. 250, 680
Ежов А. А. 221
Езубченко И. С. 865
Екимов Е. А. 762
Елесин А. Г. 742
Елисеев С. И. 521
Елькина А. И. 30
Ельцов К. Н. 933
Епифанов Е. О. 1027
Ермаков А. А. 755
Ермина А. А. 916
Ермолаева О. Л. 233, 235, 370, 958
Ерофеева И. В. 642, 706
Ерошенко Г. Н. 644
Ершов А. В. 646
Есин В. Д. 40
Есин М. Ю. 567
Естюнин Д. А. 237
Ефименко А. А. 916

Ж

Жабоев Е. И. 304
Жакетов В. Д. 45
Жарова Ю. А. 916
Жданов В. С. 965
Жданова М. В. 47
Железнякова Д. Е. 49
Жидяев К. С. 648
Жмерик В. Н. 738
Жмудь Б. А. 650
Жолудев М. С. 571, 652, 844, 654
Жувагин И. В. 51
Жукавин Р. Х. 593, 611, 656, 664
Жуков А. А. 918
Жуков А. Е. 589, 700, 734
Жуков М. В. 905, 929
Жуков Н. Д. 989
Журавлев К. С. 726, 771, 736
Журавлев К. С. 256

З

Забавичев И. Ю. 795
Заболотных А. А. 579, 764
Заботнов С. В. 310
Забродин И. Г. 463, 465
Забродский В. В. 503
Заворницын Р. С. 308
Завражнов А. Ю. 706
Загайнов Н. В. 475, 545
Загороднев И. В. 658, 800
Загорский Д. Л. 239, 272, 408
Зазымкина Д. А. 660
Зайцев Н. С. 386
Зайцев-Зотов С. В. 52, 718, 963
Заки А. Заки 45
Закиров Е. Р. 698
Запруднов Н. А. 857
Зарипов Р. Б. 49, 424
Захаров В. Е. 662, 873, 877
Захаров Д. 134
Захаров Д. М. 480

Захарьин А. О. 664
Захожев К. Е. 920
Звездин А. К. 208, 269, 365, 429
Звездин К. А. 206, 258, 284, 357, 359, 414, 429
Зверев В. Н. 728
Зверев Д. Г. 246, 680
Звонков Б. Н. 631
Здоровейщев А. В. 194, 225, 241, 243, 248, 264, 288, 374, 376, 621, 642, 667, 706
Здоровейщев Д. А. 213, 225, 243, 248, 264, 667, 706, 893
Зиганшин М. А. 935, 937
Зиганшина С. А. 935, 937
Зиненко В. И. 213
Зиновьев В. А. 669, 829
Зиновьева А. Ф. 669
Зорина М. В. 461, 476, 488, 496
Зотов А. В. 915, 922, 955
Зотова Ю. В. 1020
Зотова Ю. И. 991
Зубков С. Ю. 225, 248, 591, 642, 646
Зуев М. И. 112
Зуев С. Ю. 510, 545
Зыбцев С. Г. 759, 789

И

Иванов А. А. 92
Иванов А. С. 638, 671
Иванов В. Ю. 712
Иванов Д. А. 895, 927, 931
Иванов К. А. 700
Иванов М. С. 802
Иванов С. В. 673, 825
Иванов Э. В. 746
Иванова А. Г. 762
Иванова И. В. 931
Ивашенцева И. В. 90, 140, 993
Ивков С. А. 151
Ивченко Е. Л. 598
Игнатьев И. В. 674
Иевлева В. А. 54
Измайлов Р. И. 613
Изюров В. В. 170
Иконников А. В. 676, 678, 808, 863
Ильин О. И. 823, 945
Ильина И. Ю. 896
Ильина М. В. 823, 945
Ильинская Н. Д. 787
Ильичев Е. С. 755
Илькив И. В. 1014
Ионин А. С. 20, 56, 108
Исаев В. А. 583, 1001, 1012
Исаков А. В. 889
Исламова Р. М. 740
Исхаков Р. С. 188, 219, 270, 363
Ичкитидзе Л. П. 58, 245

К

Кавеев А. К. 604
Кадикова А. Х. 246
Кадырметов Ш. В. 1020
Казаков А. С. 863
Казьмин Д. Ю. 40
Казьмина А. С. 1022
Кай Д. А. 759
Кайбышев В. Х. 802
Калачева Д. А. 1020
Калашников Д. С. 1024
Калашникова А. М. 278, 420
Калентьева И. Л. 194, 213, 225, 248, 264
Калинина Е. А. 250, 680
Калинников М. А. 575, 682, 714
Калитухо И. В. 615
Калиш А. Н. 180, 262
Калюжный Н. А. 700
Калябин Д. В. 176, 196, 200, 418
Камзин А. С. 430
Каневский В. М. 223
Кантур И. Э. 252
Караборчев А. А. 734
Каравайников А. В. 320
Каратаев А. В. 478
Караулов Д. А. 604, 838
Карачинский Л. Я. 602
Караштин Е. А. 250, 254, 256, 280, 367, 427
Карелина Л. Н. 20, 56, 108
Касьянов Д. В. 567
Катенков П. Ю. 293, 334, 365
Кауль А. Р. 196
Каурова Н. С. 140, 993
Кацюба А. В. 669
Качоровский В. Ю. 619, 684, 697, 766
Кенесбай Р. 740
Керсновский Е. С. 151
Кибардина О. А. 60
Ким К. Х. 10
Ким Т. М. 62, 89, 160
Кинев Н. В. 30, 64
Кириенко В. В. 817
Кириченко Д. В. 589, 827
Кирьянова Е. Н. 621
Киселева К. В. 258, 414
Кичин Г. А. 357, 359
Клековкин А. В. 644
Кленов Н. В. 12, 14, 66, 119, 129, 1008
Климовских И. И. 237
Клишев Д. А. 68
Клоков А. Ю. 686
Клюенков Е. Б. 539
Кобцев Д. М. 995
Кобяков А. В. 328
Ковалев В. М. 70
Ковалевский К. А. 611, 656
Коваленко Е. 162
Коваленко Ю. Е. 595, 688
Ковальчук А. В. 627
Ковальчук С. 941
Ковалюк В. В. 979, 985, 995
Кожевников А. В. 198, 355, 398, 412
Кожевников С. В. 260
Козабаранов Р. В. 293, 334, 365
Козлов Д. В. 594, 689
Козлова Е. Е. 200
Козулин Р. 134
Колесников А. О. 517
Колесников Н. Н. 40, 569, 770
Колмычек И. А. 304
Колобкова Е. М. 865
Колосветов А. А. 180
Колосова А. А. 262
Коляда Д. В. 817
Комаров Д. А. 32
Комаров Н. С. 889
Комаров С. Д. 589, 700
Комков О. С. 817
Комогорцев С. В. 219, 264, 266
Кон И. А. 52, 718
Конаков А. А. 862
Кондратьев О. А. 170
Кондрин М. В. 762
Коновалов Г. Г. 787
Константинова Е. А. 310
Константинян К. И. 384
Коптяев А. И. 779
Корепанов В. И. 272
Корнев К. Д. 755
Корнев Р. А. 755
Корнеев А. А. 987
Корнеев В. И. 456
Корнеева Ю. П. 981, 987
Королев Д. С. 338, 427, 510, 691, 831
Королев С. А. 773, 834
Коростылев Е. В. 1020
Корх Ю. В. 712
Коршунов А. С. 267, 293, 334, 365
Коршунов М. М. 74, 155
Коряжкина М. Н. 815
Кособоков М. С. 961
Кост О. А. 896
Костромин Н. А. 461
Костюченко Н. В. 269, 365
Котляр К. П. 623, 1014
Котов В. В. 901
Котова Н. М. 64
Кох Д. 219
Кох К. А. 237, 688, 920, 953
Кочаровская Е. Р. 693, 695, 744
Кочаровский Вл. В. 693, 695, 744
Кошелев И. О. 223
Кошелец В. П. 26, 30, 64, 75, 90, 116, 147, 149, 153, 164
Кравцов Е. А. 45, 332, 396

Краев С. А. 583, 773, 873, 1001, 1012
Краевский С. 134
Крайнов И. В. 697, 766
Красиков А. А. 270
Красиков К. М. 130
Красильник З. Ф. 682, 714, 1005
Красильников М. И. 987
Красильникова Л. В. 575, 1005
Красников Д. В. 740
Краснова И. А. 698
Крейнес Н. М. 227, 229
Кривобок В. С. 644, 660, 762
Криницина Т. П. 308
Кричевский Д. М. 211, 262
Криштоп В. Г. 272, 997
Криштопенко С. С. 676
Круглов А. В. 815
Крыжановская Н. В. 589, 700, 734, 827, 1014
Крюков Р. Н. 194, 213, 225, 248, 276, 631, 646, 691
Кубасов И. В. 178
Кудасов Ю. Б. 267, 269, 274, 293, 334, 365
Кудрин А. В. 194, 225, 241, 248, 276, 648, 831
Кудрявцев К. Е. 575, 654, 656, 682, 702, 714, 752, 798, 806, 840, 844
Кудрявцева Е. О. 174, 935, 937
Кудряшов А. А. 704
Кудряшов А. Л. 320
Кудюков Е. В. 231
Кузикова А. В. 278, 420
Кузнецов М. А. 280
Кузнецов Ю. М. 642, 706
Кузнецова Т. В. 252, 595, 688, 712, 907, 923, 797
Кузьмин В. И. 74
Кузьмичев А. Г. 638
Кузьмичев С. А. 51
Кузьмичева Т. Е. 51
Куковицкий Е. Ф. 424
Кукушкин В. А. 708
Кукушкин И. В. 577, 579, 581, 761
Кукушкин С. А. 623
Кукушкин Ю. В. 708
Кулагина М. М. 700
Кулаковский В. Д. 627
Кулаковский В. Д. 710, 833
Куландин Д. С. 14
Кулеш Н. А. 231
Кулик Р. Э. 599
Куликов К. В. 162
Куликова Л. Ф. 22
Кумзеров Ю. А. 158
Куницына Е. В. 787
Кунцевич А. Ю. 54, 597, 903, 924
Куприянов М. Ю. 12, 66
Курин В. В. 30, 77
Курицын Д. И. 611
Курляндская Г. В. 186, 282, 342, 353
Курусь Н. Н. 793, 920
Кусраев Ю. Г. 757
Кустов Д. А. 378
Кутузов Л. В. 36
Кутькин О. М. 538
Кучмижак А. А. 925

Л

Ладейнов Д. А. 79
Ладугин М. А. 585
Лакунов И. С. 68
Латышев А. В. 793, 920, 953
Лебедев Д. В. 738, 925, 956
Лев Л. Л. 865
Левицкий В. С. 916
Левичев М. Ю. 30, 98, 100, 144
Леесмент С. И. 901
Лемешевская Г. А. 813
Лепаловский В. Н. 342, 396
Лесников В. П. 276, 631, 667
Ли О. А. 363
Линев А. В. 14
Липатов Е. И. 999
Лихачев А. И. 700
Лихачев К. В. 738, 973, 977
Лихолетова М. В. 237
Лобаев М. А. 583, 1001, 1012
Лобанов А. Д. 712
Лобанов Б. В. 640
Лобанов Д. Н. 575, 682, 714
Лобанова В. А. 815
Лобкова М. Д. 284
Логинов Д. К. 716
Логунов М. В. 350, 388, 390
Лодыгин А. Н. 656
Ломов А. А. 134, 480
Ломова М. В. 202
Лопатин А. Я. 482, 484, 539
Лубенченко А. В. 927, 931
Лубенченко О. И. 927, 931
Лубсанов В. Б. 1020
Лубчак А. Н. 613
Лузанов В. А. 336
Лукашенко С. Ю. 929, 943
Луккарева С. А. 408
Лукманова Р. М. 52, 718
Лукьяненко А. В. 891
Лукьянов А. Ю. 813
Лукьянцев Д. С. 927, 931
Лупоносов Ю. Н. 720, 730, 848
Луценко С. В. 172
Лучин В. И. 484, 539
Лыга О. И. 999
Лысенко А. Ю. 58
Люблинская А. А. 81
Любчак А. Н. 82
Ляпилин И. И. 286
Ляшко С. Д. 320
Лященко С. А. 891

М

Мажукина К. А. 722, 752, 806, 810, 840
Мазалецкий Л. А. 382
Мазанин А. А. 144
Мазуренко И. М. 724
Майдыковский А. И. 304
Майдэбура Я. Е. 726
Макаров И. В. 293, 334, 365
Макаров С. В. 740
Макаров С. Н. 742
Макарова М. В. 372
Максимов А. А. 728
Максимов М. В. 700
Максимова Г. М. 599
Максимова И. К. 308
Максимова О. А. 891
Малеева Н. А. 47
Малехонова Н. В. 851
Малиева Е. М. 32
Малин Т. В. 726, 771, 736
Малышев И. В. 441, 452, 458, 460, 471, 476, 486, 494, 505, 507
Малышева Е. И. 288
Малютин М. С. 797
Мамедов Н. Т. 728
Маннанов А. Л. 730
Мансуров В. Г. 726, 736
Манцызов Б. И. 445
Маркелова М. Н. 196, 418
Маркин Д. С. 732
Маркина М. А. 8, 84
Мармалюк А. А. 585
Мартышкин А. А. 290, 404
Марченков В. В. 688
Маслий Р. В. 291
Маслов А. В. 871
Маслов Д. А. 293, 334, 365
Мастеров Д. В. 30, 94, 98, 100, 114, 121
Мастюгин Д. С. 646
Матвеев А. А. 196, 418
Матрозова Е. А. 86
Матюнина К. С. 691, 831
Матюшкин Я. Е. 724
Маха М. Абделахди 45
Махлин Ю. Г. 88
Махов И. С. 700, 734, 827, 838
Мацынин А. А. 264
Машанов В. И. 817
Машин А. И. 629, 755, 819, 947
Машинский К. В. 846
Медведев А. С. 1003
Мельников А. П. 895
Мельников А. С. 43, 104, 123
Мельников Г. Ю. 282
Мельниченко И. А. 827
Меляков С. Р. 615

Меренков А. В. 62, 89, 160
Микаева А. С. 378
Милахин Д. С. 736, 771
Милев М. А. 306
Милехин А. Г. 793, 920
Миляев М. А. 295, 308
Минаев И. И. 644
Минаев Н. В. 1027
Минакова В. Е. 52, 718
Минеев С. М. 469
Минтаиров А. М. 738
Минтаиров С. А. 700
Миргазизова Е. Ф. 933
Миронов А. Ю. 793
Миронов В. Л. 233, 370, 958
Мирошниченко А. С. 740
Митин Д. М. 740
Митрофанов А. В. 529
Митюшкин Е. О. 967
Михайленко М. С. 458, 460, 476, 488, 490, 541, 507
Михайленко Н. О. 757
Михайлин Н. Ю. 158
Михайлов А. Н. 815, 831, 873
Михайлов Н. Н. 606, 676, 678, 702, 722, 742, 752, 798, 840, 844, 863, 881, 883, 806, 808, 810
Михайлова Т. В. 320
Михайловский М. С. 669
Михалюк А. Н. 915, 922, 955
Мишин А. В. 744
Можаров А. М. 604, 775, 849
Моисеев А. Г. 38
Моисеев Е. И. 700
Моисеев К. Д. 746
Моисеев К. М. 151
Моисеенко И. М. 748
Моргун Л. А. 51, 54, 865
Моргунов Р. Б. 297
Морозов С. В. 722, 810, 806, 808
Морозов И. В. 51
Морозов М. Ю. 750
Морозов П. В. 1016
Морозов С. В. 611, 652, 654, 689, 702, 752, 798, 840, 844, 883
Морозов С. С. 492, 494, 439
Морозова А. С. 299, 935, 937, 967
Морозова Е. Е. 798, 873
Москалев М. Е. 396
Москаль И. Е. 301, 384
Москвин А. С. 192, 303, 314, 344
Мохов А. А. 266
Мохов Д. В. 496
Мохов Д. В. 461
Музафарова М. В. 973
Мумляков А. М. 138, 981, 1022, 1025, 1027
Муравьев В. М. 577, 579
Муратов А. В. 51, 644
Мурзанев А. А. 525
Мурзаханов Ф. Ф. 680
Мурзина А. В. 498
Мурзина М. В. 376
Мурзина Т. В. 254, 304
Муртазаев А. К. 367
Мусатов В. И. 394
Мухамедшин И. Р. 789
Мухин И. С. 604, 740, 775, 849, 925, 956, 969
Мяконьких А. В. 382
Мясоедов А. В. 825

Н

Надточий А. М. 589
Нажесткин И. А. 68
Назаров Г. П. 30, 90
Найданов И. А. 295, 306
Насибулин А. Г. 740
Насимов Д. А. 953
Наумова Л. И. 308
Неверов В. Н. 92, 625, 754, 812, 881
Недошивина А. Д. 795
Нежданов А. В. 194, 609, 629, 631, 755, 813, 819, 851, 947
Незнахин Д. С. 186, 282, 353
Некипелов С. В. 499, 523
Некрасов С. В. 757
Немцев И. В. 188, 219
Нестеров В. Ю. 310
Нестеров Д. Н. 151
Нечай А. Н. 338, 463, 465, 482, 484, 501, 505
Никитин М. В. 759
Никитин С. И. 430
Никитов С. А. 176, 196, 200, 336, 346, 350, 380, 388, 390, 398, 418
Никифоров А. И. 817
Никифоров В. Г. 967
Николаев А. И.. 439
Николаев В. И. 410
Николаев Г. А. 581, 761
Николаев С. В. 74
Николаев С. Н. 227, 229, 312, 762, 865
Николаева Е. Д. 363
Николенко А. Д. 503
Никольская А. А. 691, 831
Никонов А. В. 764
Никулин Ю. В. 198, 355, 398, 412
Ниязов Р. А. 697, 766
Новиков А. В. 575, 662, 669, 682, 714, 781, 821, 829, 873, 877, 1005
Новиков В. Б. 304
Новиков И. И. 602
Новиков И. Л. 983
Новикова К. Н. 925, 956
Новолокина Н. В. 151
Норов Д. А. 45
Носов А. П. 170
Нуждин В. И. 213
Нужин С. В. 314, 344
Нургазизов Н. И. 174, 299, 899, 967

О

Оболенская Е. С. 671
Оболенский С. В. 638, 671, 834, 795
Овсянников Г. А. 74, 301, 384, 891
Одинцов С. А. 316, 340
Озерин С. А.. 909
Окомельков А. В. 810
Окулич В. И. 831
Окулич Е. В. 831
Олянич Д. А. 965
Орлита М. 688
Орлова А. Н. 248, 256, 318, 370, 488
Орлова Е. Е. 768
Орлова Н. Н. 569, 770
Осин А. С. 146
Осинных И. В. 771
Осипов Н. Н. 987
Османов С. В. 320
Островская Н. В. 322
Охапкин А. И. 583, 773, 1001, 1012

П

Павельев Д. Г. 671
Павлов А. В. 775
Павлов А. Ю. 700
Павлов В. Н. 267
Павлов Д. А. 691, 1005
Павлов Д. В. 925
Павлов Е. С. 412
Павлов О. Н. 927, 931
Павлов С. А. 94, 98, 100, 121
Павлов С. И. 916
Павлова А. Ю. 308
Павлова Т. В. 939
Паволоцкий А. Б. 927
Паневин В. Ю. 855
Панина Л. В. 408
Панкратов А. Л. 43
Панкратов А. Л. 79, 125, 1005
Панов Ю. Д. 106, 142, 314, 326, 344
Панфилов А. С. 851
Парамонов В. В. 416
Парамонов М. Е. 153
Парафило А. 70
Парафин А. Е. 30, 94, 98, 100, 114, 121, 194, 631, 667
Паращук Д. Ю. 730, 777, 836, 848
Пархоменко Я. А. 746
Патраков Е. И. 712
Патрин Г. С. 328, 330

Пахомов Г. Л. 779
Пацаев Т. Д. 480
Пашаев Э. М. 170
Пашенькин И. Ю. 144, 256, 304, 318, 332, 338, 359, 368, 427
Пашин Д. С. 119, 1007, 1008
Певчих К. Э. 997
Перваков К. С. 22, 49, 1003
Перекалов А. А. 463, 465, 482, 484, 501, 505
Перескокова В. А. 738
Перетокин А. В. 781, 877
Перов А. А. 783
Перов Н. С. 310
Перунов И. В. 408
Першина Е. А. 102
Пестов А. Е. 439, 476, 482, 484, 486, 488, 490, 505, 507, 539, 541,
Пестов Е. Е. 98, 100, 121
Петков А. А. 190
Петраков Е. В. 458, 460, 509
Петржик А. М. 301
Петров А. В. 430
Петров А. Г. 664
Петров А. С. 785
Петров М. И. 669
Петров Ю. В. 100, 941
Петрова Д. В. 439
Петрова О. В. 499, 523
Петрушков М. О. 567
Пех Б. 726
Пивоварова А. А. 787
Пикунов П. В. 783, 1008
Пиманов Д. А. 43, 125
Пирогов Е. В. 602, 461, 496
Пихтин Н. А. 787
Пичахчи С. В. 905, 929, 943
Платонов В. В. 293, 334, 365
Плешков Р. С. 458, 486, 510, 512
Плохов Д. И. 269
Поддубская А. Г. 724
Подкур П. Л. 223
Подоскин А. А. 787
Позднякова Е. Ф. 8
Покровский В. Я. 759, 789
Ползикова Н. И. 336
Полищук О. В. 791
Полковников В. Н. 439, 441, 443, 454, 467, 469, 471, 475, 494, 510, 512, 514, 527, 532, 545
Пологов И. Е. 47
Полозков Р. Г. 775
Полушкин Н. И. 332, 338
Полывянова М. Р. 823, 945
Польшин И. В. 151
Поляков В. В. 901
Понкратова Д. В. 658
Пономарев С. А. 920, 793, 953
Пономаренко С. А. 730, 836
Попов А. А. 382
Попов В. В. 748, 750, 791, 846
Попов В. Г. 1010
Попов М. Р. 92, 881
Попова Е. А. 293
Попова Е. В. 896
Порохов Н. В. 102, 138, 987, 1022, 1025
Порцель Л. М. 656
Постнов Д. А. 656
Потехин А. А. 795
Прасолов Н. Д. 461, 496, 825
Преображенский В. В. 567
Преображенский Е. И. 447, 450, 947
Преснов Д. Е. 310
Пригода К. В. 916
Приходько К. Е. 32, 36, 949
Проглядо В. В. 295, 306, 308
Просников М. А. 278
Пташенко А. С. 316, 340
Пугачёв М. В. 903
Пудалов В. М. 24, 49
Пузанов А. С. 795
Пунегов В. И. 515
Путилов А. В. 104
ПутятоМ. А. 567
Пушкарев С. С. 585
Пятков А. Ю. 106

Р

Рагоза М. Д. 757
Рагозин Е. Н. 517
Радзивончик Д. И. 252, 712, 797, 923,
Радищев Д. Б. 773, 1001, 1012
Раевский А. О. 336
Разова А. А. 722, 752, 798, 840, 844
Разорёнов Ф. А. 108
Райхер Ю. Л. 363
Ракшун Я. В. 458, 498, 536, 537, 538
Ралин А. Ю. 204, 410
Рахлин М. В. 1018
Рахманов А. Л. 110
Рахманов Е. О. 51
Рахмонов И. Р. 60, 112, 156
Рахмонова А. Р. 112
Ревин Л. С. 30, 79, 86, 114, 1005
Резник А. Н. 951
Резник Р. Р. 623, 859, 1014
Репин П. Б. 293, 334, 365
Реунов Д. Г. 441, 452, 486, 505, 519
Рипенко В. С. 999
Рогило Д. И. 793, 920, 953
Родин П. Б. 802
Родина А. В. 615
Родионов Д. А. 800
Родякина Е. Е. 662, 669, 781, 829, 873, 877
Рожков А. В. 110, 802
Рожков С. А. 378
Романов В. В. 746
Рудаков А. О. 804
Рудаков К. И. 26, 64, 75, 90, 116, 149
Руденко Е. И. 913
Руденко Н. Ю. 118, 160, 1022
Ружицкий В. И. 12
Рулев И. И. 895
Румянцев В. В. 689
Румянцев В. В. 702, 722, 752, 798, 806, 808, 810, 840, 844
Русалина А. С. 342
Русецкий В. С. 378
Рутковский В. О. 499, 523
Рыбин Д. А. 119
Рыбин М. В. 210
Рыбкина А. А. 237
Рыжкова М. В. 965
Рыков А. С. 1025
Рыльков В. В. 227, 229, 312
Рюмшин В. С. 344
Рябова М. А. 815
Рязанов В. В. 68

С

Сабинина И. В. 698
Савельев А. П. 625
Савельев В. В. 853
Савельев Д. В. 178, 394
Савенко И. Г. 70
Савин К. А. 644
Савинов Д. А. 98, 121
Савочкин И. В. 172
Садаков А. В. 24
Садовников А. В. 202, 210, 248, 290, 291, 297, 316, 340, 346, 348, 370, 404
Салащенко Н. Н. 482, 484, 488, 507, 527, 539, 541
Самардак А. С. 372
Самарцев И. В. 591, 648
Самохвалов А. А. 521
Самохвалов А. В. 123
Сандаков Н. С. 812
Сандуляну Ш. В. 991, 1020, 1029
Сапожников И. Д. 905, 929, 943
Сапожников М. В. 235, 256, 332, 338, 348, 359, 427
Саранин А. А. 915, 922, 955
Сарвадий С. Ю. 898, 911, 913
Саркисян А. А. 838
Сарычев М. Н. 712
Сафин А. Р. 176, 196, 200, 418
Сафонов С. С. 350, 388, 390
Сафонова В. Ю. 43, 125

Сахаров В. К. 351, 355, 398, 412
Сахин В. О. 424
Сахоненков С. С. 443, 532
Сбойчаков А. О. 110
Свалов А. В. 282, 342, 353
Светиков В. В. 997
Свинцов Д. А. 785
Святодух М. И. 1016
Святодух С. С. 979, 985, 995, 1016
Северова С. В. 396
Седов Е. А. 8
Селезнев Г. С. 127
Селезнев М. Е. 198, 351, 355, 398, 412
Селемир В. Д. 293, 334, 365
Селишев С. В. 58, 245
Семакин А. С. 789
Семенов А. В. 34, 991
Семенов Н. Д. 579
Семенок Д. В. 24
Семиков Д. А. 609, 813
Сергеев М. А. 14
Сергеева О. Н. 961
Сергиенко Е. С. 204, 410
Сергушичев К. А. 521
Серов Д. А. 815
Серов Ю. М. 1018
Серокурова А. В. 346
Сетров Е. А. 204
Сивков В. Н. 499, 523
Сивков Д. В. 499, 523
Сидельников М. С. 20, 56, 108
Сидоренко А. С. 129
Сидоренко К. В. 609, 813, 851
Сидоров А. В. 447, 450, 525
Сидоров В. А. 762
Сидоров В. Г. 879
Сидоров Г. Ю. 606, 698
Сизов В. Е. 418
Сиротина А. П. 102
Ситников А. В. 227, 229
Ситников С. В. 235, 1005
Скандаков Р. Н. 499, 523
Скворцов И. В. 817
Скиданов В. А. 322
Скирдков П. Н. 206, 284, 357
Скоморохов А. М. 973, 977
Скороходов Е. В. 235, 304, 320, 359, 368, 392, 406, 682, 714, 958
Скрылев А. А. 609, 755, 819
Скрябина О. В. 12
Скуратов В. А. 338
Слипченко С. О. 787
Случанко Н. Е. 130
Смагина Ж. В. 662, 669, 829, 877
Смертин Р. М. 505, 527, 532
Смирнов А. А. 521
Смирнов А. Н. 726
Смирнов Д. С. 869, 1018
Смирнов К. В. 981
Смолина Е. О. 821
Соболев А. С. 650
Соболев М. С. 602
Соболева О. И. 823, 945
Соловьев В. А. 825
Соловьев И. И. 12, 14, 66, 119, 129, 1008
Солодовник М. С. 589, 734, 827
Соломатов Л. С. 132, 160
Соломонов А. В. 532
Соломонов Н. А. 925, 956
Солонецкий Р. В. 400
Сотничук М. К. 678
Степанов А. И. 410
Степанов А. Н. 525
Степанов С. А. 378
Степанова Е. А. 342
Степихова М. В. 669, 781, 821, 829, 873, 877
Степушкин М. В. 361, 374
Стерхов Е. В. 252
Стогний А. И. 355
Столяр С. В. 188, 270, 363, 432
Столяров В. 129
Столяров В. Л. 32, 36,
Столяров В. С. 12, 1024
Стрелков И. С. 293, 334, 365
Стрелков М. 134
Стрельцов С. В. 293
Стрельцова И. О. 112
Стругацкий М. Б. 200
Ступак М. Ф. 742
Субботин И. А. 170
Сулимов М. А. 712
Сурдин О. М. 269, 293, 334, 365
Суханов М. А. 256
Сухов Б. Г. 188
Сухоруков А. В. 680
Сушков А. А. 691

Т

Тааев Т. А. 367
Табаров А. Т. 916
Тагиров Л. Р. 246, 430
Таланов Ю. И. 49, 136, 424
Таран Д. А. 1005
Тарасов М. А. 8, 84, 134, 480
Тарасова Е. А. 795
Таркаева Е. В. 597
Тартаковский И. И. 728
Тархов М. А. 102, 138, 981, 987, 1022, 1025, 1027
Татаринцев А. 134, 480
Татарский Д. А. 182, 225, 233, 243, 248, 318, 338, 368, 370, 704, 958
Телегин А. В. 372, 420
Телышев Д. В. 58, 245
Темирязев А. Г. 225, 241, 243, 248, 304, 374, 376, 390, 418
Темирязева М. П. 225, 241, 243, 248, 304, 374, 376, 390, 418
Темников Ф. В. 293
Теплов В. С. 372
Терехов В. А. 151
Терешина И. С. 269, 365
Терещенко О. Е. 237, 378, 595, 688
Тетельбаум Д. И. 691, 831, 873
Тимашов Р. Б. 410
Тимонина А. В. 40, 569, 770
Тимофеев В. А. 817
Тинюкова Т. С. 139
Титков С. В. 973
Титов А. А. 595
Титов А. Н. 595
Титов А. С. 380
Титова С. Г. 252
Тиходеев С. Г. 635, 833
Тихомирова В. Е. 896
Тихонов К. С. 1020
Тихонова Е. Д. 959
Тогушова Ю. Н. 74
Толмачев В. А. 916
Толстобров А. Е. 1020
Томилин С. В. 320
Томош К. Н. 700
Торопов А. А. 802, 1018
Торопов М. Н. 439, 486, 505
Травкин В. В. 779
Третьяков И. В. 26, 90, 140, 149, 993
Трофимов И. В. 138, 1022, 1025, 1027
Троян И. А. 24
Труфанов С. А. 834
Труханов В. А. 836, 848
Трушин В. Н. 591, 831, 225, 248, 264
Трушин О. С. 382
Тупчая А. Ю. 915, 922, 955
Турутин А. В. 178
Туруткин К. В. 754, 812
Турыгин А. П. 961
Тюменев Р. 1024
Тюменцева А. В 432

У

Убыйвовк Е. В. 623
Удалов О. Г. 348
Улитко В. А. 106, 142, 314
Ульев Г. Д. 301, 384
Усанов Д. А. 755
Усеинов А. Н. 386
Усеинов Н. Х. 386
Усманов И. И. 762
Усольцев А. С. 24
Уставщиков С. С. 144
Устименко Р. В. 604, 838
Устинов В. В. 295, 308
Утас Т. В. 922, 965
Уткин Д. Е. 817

Уточкин В. В. 722, 752, 798, 806, 810, 840, 844
Учаев М. В. 973, 977
Ушаков Д. В. 585, 587, 636, 842
Уэрдан Г. Д. 993

Ф

Фадеев М. А. 611, 722, 752, 798, 810, 840, 844, 883
Фадеев Ф. А. 186
Фатеев Д. В. 748, 791, 846
Фаттахов И. С. 382
Федина А. Д. 217
Федина С. В. 925, 956
Федоренко А. Д. 503
Федоренко Р. С. 836, 848
Федоров А. С. 350, 388, 390
Федоров А. Ю. 211
Федоров В. В. 604, 740, 775, 849, 855, 925, 969
Федоров Г. П. 991, 1020
Федорова А. А. 350, 388, 390
Федотов И. А. 359, 392
Федотов Н. И. 963
Федулов Ф. А. 394
Фельк В. А. 264, 266
Фельштын М. Л. 905, 929, 943
Фетисов Л. Ю. 178, 394
Фетисов Ю. К. 394
Фещенко А. А. 396
Фещенко Р. М. 529
Филатов Д. О. 893
Филатова Е. О. 443, 478, 532
Филимонов Ю. А. 351, 355, 398, 412
Филипов В. Б. 130
Филиппенко Л. В. 26, 75, 90, 147, 164
Филиппов А. В. 293, 365
Филиппов И. А. 138, 1022, 1025
Филиппов М. А. 400
Филиппов Н. А. 416
Филиппова В. В. 206, 402
Филиппова О. В. 245
Фильченков И. О. 404
Фирсов Д. А. 604, 838, 855
Фирсов Д. Д. 817
Флахбарт К. 130
Фомин Л. А. 272
Фоминов Я. В. 127, 146
Фоминский М. Ю. 134, 164
Фоминых Н. А. 700
Фомичев С. А. 732
Фрадкин И. М. 627
Фраерман А. А. 233, 332, 338, 359, 406
Франк А. И. 534
Фролов Н. Ю. 686
Фукина Д. Г. 755
Фунтикова А. С. 849

Х

Хабибуллин Р. А. 650, 700, 842, 585
Хабибулова В. А. 893
Хазанова С. В. 795, 851, 853
Хайбуллин Р. И. 1001
Хайретдинова Д. Р. 223, 239, 408
Хан Ф. В. 64, 75, 147
Хапаев М. М. 56
Харин Н. Ю. 855
Харитонов В. А. 909
Харитонский П. В. 204, 410
Хафизов А. А. 196
Хеспер Р. 90
Хивинцев Ю. В. 351, 398, 355, 412
Хизриев К. Ш. 367
Хисамеева А. Р. 581, 761
Хмельницкий Р. А. 686
Хомицкий Д. В. 857
Хомяков Ю. В. 458, 498, 536, 537, 538
Хорошилов В. С. 573
Хохлов Д. Р. 678, 863
Храмцов Е. С. 674
Хребтов А. И. 1014
Хрыкин О. И. 43, 583
Хрыкина О. Н. 130
Худченко А. В. 26, 30, 75, 90, 116, 149
Хутиева А. Б. 202, 291, 297
Хыдырова С. Ю. 151

Ц

Цветков А. Ю. 22
Цуканов Д. А. 965
Цыбин Н. Н. 482, 505, 539
Цыпленков В. В. 593
Цырлин Г. Э. 623, 859, 1014

Ч

Чайка А. Н. 887
Чарикова Т. Б. 92
Чащин В. В. 999
Чеканова Л. А. 188, 219
Чекушкин А.
Чекушкин А. М. 8, 64, 75, 84, 134, 153, 480
Ченцов С. И. 660, 686
Черемискина Е. В. 188
Черкасов Д. А. 258, 414
Черненко А. В. 617, 860
Черненко Н. Е. 589, 734, 827
Чернов А. И. 180, 297
Чернов В. А. 458, 498, 536, 537, 538
Чернов М. Ю. 825
Черноглазов К. Ю. 312
Чернопицский М. А. 762
Черных И. А. 865
Чернышев А. К. 458, 460, 476, 486, 488, 490, 507, 509, 541
Чеченин Н. Г. 221, 310
Чжоу Ди 24
Чжэн Шимин 674
Чигинев А. В. 86
Чигинева А. Б. 648
Чижова А. А. 862
Чилясов А. В. 808
Чиненков М. Ю. 416
Чичков В. И.
Чичков В. И. 47, 62, 89, 160, 1022
Чмырь С. Н. 863
Чубурин Ю. П. 139
Чудакова Т. А. 1022
Чуйкин О. А. 38
Чукеев М. А. 674
Чукланов А. П. 174, 299, 899, 967
Чумаков Н. К. 865
Чумаков Р. Г. 595, 797, 907, 923
Чурин С. А. 338
Чхало Н. И. 439, 441, 454, 458, 460, 461, 463, 465, 467, 469, 471, 476, 482, 484, 486, 488, 492, 494, 496, 501, 505, 507, 509, 510, 512, 514, 519, 527, 539, 541, 543, 545

Ш

Шабанов С. Ю. 865
Шадрин А. В. 301, 384
Шайблер Г. Э. 378, 573
Шайхайдаров Р. С. 10
Шайхулов Т. А. 418
Шалеев М. В. 662, 873, 877, 1005
Шамирзаев Т. С. 757, 867, 869
Шамшур Д. В. 158
Шандыба Н. А. 589, 734, 827
Шаповалов Д. Л. 8
Шапошников А. Н. 320
Шапошников Р. А. 439, 443, 458, 467, 475, 519, 545
Шарков А. И. 686
Шаров В. А. 969
Шаров С. А. 829
Шастин В. Н. 593, 656, 664
Шатохин А. Н. 517
Швальб К. А. 262
Шевелева Е. Д. 979
Шевлюга В. М. 939
Шевцов Д. В. 891
Шевчук И. Э. 507
Шеин К. В. 82, 613
Шелухин Л. А. 420
Шелушинина Н. Г. 92, 625, 754
Шенгуров Д. В. 662, 798, 840, 873, 877
Шенина М. Е. 815
Шерешевский И. А. 77

Шестаков В. А. 155
Шестаков Д. В. 755, 819
Шешукова С. Е. 340, 346
Шибалов М. В. 138, 981, 1025, 1027
Шикин А. М. 237
Шилов А. И. 51
Широков Н. М. 156
Широкова А. В. 871
Ширяев А. А. 762
Шитов А. Е. 158
Шитов С. В. 62, 89, 118, 132, 160
Шихова В. А. 961
Шицевалова Н. Ю. 130
Шишкин А. Г. 12, 1024
Шиян Я. Г. 328, 330
Шкрунин В. Е. 755
Шлыков П. Ю. 1020, 1029
Шмагин В. Б. 873
Шмырин Д. А. 1005
Шохрина А. О. 363
Штыгашев А. А. 38
Шубина К. Ю. 461, 496, 602
Шукринов Ю. М. 60, 156, 162
Шулейко Д. В. 310
Шулепов М. А. 999
Шульга Н. В. 402
Шульман А. Я. 875
Шуман В. Б. 656
Шумилин А. В. 869
Шур В. Я. 961, 971
Шуравин Н. С. 20, 56, 108
Шустин М. С. 7, 422
Шутаев В. А. 879

Щ

Щеглов Д. В. 235, 793, 920, 953, 1005
Щеголев А. Е. 66, 119
Щелконогов В. А. 380
Щепетильников А. В. 581, 761
Щербаков А. В. 710

Э

Эндерова Т. Н. 424

Ю

Юдсон В. И. 426
Юнин П. А. 43, 94, 98, 121, 338, 427, 510, 682, 714, 773, 831, 873, 1005
Юрасов Д. В. 662, 781, 873, 877, 1005
Юрлов В. В. 429
Юсипова Ю. А. 322
Юсупов Р. А. 164
Юсупов Р. В. 246, 430
Юхтанов Н. Г. 210
Юшков А. А. 186, 231, 353, 396
Юшков В. И. 328
Юшков Д. А. 646

Я

Яблоков А. А. 79, 125
Яблонский А. Н. 662, 781, 873, 877
Ягупов С. В. 200
Яковлев Д. Р. 615, 710, 867, 869
Яковлев И. А. 891
Яковлев Ю. П. 746, 787, 879
Яковлева А. А. 194, 276
Яковлева В. В. 973
Яковчук Ю. В. 330
Якунин М. В. 625, 754, 812, 881
Якушев М. В. 606, 688, 907, 923
Яминский И. В. 896
Янилкин И. В. 246
Янсон С. Ю. 204
Янцер А. А. 611, 689, 752, 840, 883
Ярмошенко Ю. М. 252
Ярославцев Р. Н. 188, 270, 432
Ясинская Д. Н. 326
Ясюлевич И. А. 308

СОДЕРЖАНИЕ 2-го ТОМА

Секция 3

ПОЛУПРОВОДНИКОВЫЕ НАНОСТРУКТУРЫ: ЭЛЕКТРОННЫЕ, ОПТИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА, МЕТОДЫ ФОРМИРОВАНИЯ

Абрамкин Д. С., Петрушков М. О., Касьянов Д. В., Богомолов Д. Б., Есин М. Ю., ПутятоМ. А., Преображенский В. В. Формирование, структурные свойства и энергетический спектр новых GaSbP/AlP квантовых точек 567

Орлова Н. Н., Авакянц А. А., Тимонина А. В., Колесников Н. Н., Девятов Э. В. Поверхностный ферромагнетизм в киральном топологическом полуметалле CoSi 569

Алешкин В. Я., Жолудев М. С. Оптические фононы в структурах HgTe/CdHgTe с квантовыми ямами 571

Хорошилов В. С., Шайблер Г. Э., Альперович В. Л. Перенос электронов через границу полупроводник – вакуум с положительным и отрицательным электронным сродством 573

Андреев Б. А., Кудрявцев К. Е., Давыдов В. Ю., Красильникова Л. В., Лобанов Д. Н., Калинников М. А., Новиков А. В. Особенности стимулированной эмиссии в гетероструктурах InN/GaN/AlN/Al_2O_3, связанные с локализацией носителей 575

Андреев И. В., Муравьев В. М., Кукушкин И. В. Эффект Парселла для двумерных плазмонов в системе с задним затвором 577

Андреев И. В., Семенов Н. Д., Гусихин П. А., Заболотных А. А., Муравьев В. М., Кукушкин И. В. Плазмон-фотонное взаимодействие в экранированных двумерных электронных системах: эффекты запаздывания и управление силой взаимодействия 579

Андреева С. А., Щепетильников А. В., Хисамеева А. Р., Николаев Г. А., Кукушкин И. В. Ферромагнитный фазовый переход в системах с псевдоспиновой степенью свободы 581

Архипова Е. А., Дроздов М. Н., Краев С. А., Хрыкин О. И., Охапкин А. И., Лобаев М. А., Вихарев А. Л., Богданов С. А., Исаев В. А. Невплавные омические контакты с пониженным сопротивлением к эпитаксиальным слоям алмаза *p*- и *n*-типа 583

Афоненко Ан. А., Афоненко А. А., Ушаков Д. В., Багаев Т. А., Ладугин М. А., Мармалюк А. А., Пушкарев С. С., ХабибуллинР. А. Анализ ПЭМ изображения квантово-каскадной лазерной гетероструктуры, выращенной методом МОС-гидридной эпитаксии 585

Афоненко А. А., Ушаков Д. В., Дубинов А. А. Гистерезис вольт-амперной характеристики лазерной квантоворазмерной гетероструктуры с обогащенным электронами слоем 587

Балакирев С. В., Крыжановская Н. В., Надточий А. М., Кириченко Д. В., Черненко Н. Е., Шандыба Н. А., Комаров С. Д., Драгунова А. С., Жуков А. Е., Солодовник М. С. Управление формой спектра фотолюминесценции с помощью соотношения потоков V/III в процессе заращивания квантовых точек InAs/GaAs 589

Балясников Д. М., Байдусь Н. В., Зубков С. Ю., Самарцев И. В., Демина П. Б., Трушин В. Н. Оптимизация расчета технологических параметров и рост фотодиодной структуры на основе InAlGaAs\GaAs на 1,55 мкм 591

Бекин Н. А., Жукавин Р. Х., Цыпленков В. В., Шастин В. Н. Многофононная релаксация первых возбужденных состояний нейтральных доноров магния в кремнии 593

Бекин Н. А., Козлов Д. В. Сечение многофононного захвата электронов на вакансии ртути в HgCdTe в одноэлектронном приближении 594

Беляев Д. В., Коваленко Ю. Е., Титов А. А., Голяшов В. А., Терещенко О. Е., Чумаков Р. Г., Титов А. Н., Кузнецова Т. В. Янусовские структуры на основе $Ti_{1-y}Cr_y(Se_{1-x}S_x)_2$ 595

Блуменау М. И., Таркаева Е. В., Кунцевич А. Ю. Логарифмическая релаксация скрытого состояния 1T-TaS_2 597

Будкин Г. В., Ивченко Е. Л. Сдвиговые токи в полупроводниковых структурах разной размерности с учетом кулоновского взаимодействия 598

Кулик Р. Э., Максимова Г. М., Cunha D., Vasilevskiy M. I., Бурдов В. А. Туннельные переходы «квантовая точка – графен» 599

Васильев Р. Б. Атомарно-тонкие органо-неорганические 2D-полупроводники на основе AIIBVI: от синтеза в коллоидных системах к спин-поляризованным экситонам 600

Василькова Е. И., Пирогов Е. В., Шубина К. Ю., Баранцев О. В., Воропаев К. О., Васильев А. А., Карачинский Л. Я., Новиков И. И., Соболев М. С. Pin-фотодиоды на основе эпитаксиальных гетероструктур $In_{0,83}Ga_{0,17}As/InP$ с метаморфными буферными слоями 602

Винниченко М. Я., Устименко Р. В., Караулов Д. А., Фирсов Д. А., Кавеев А. К., Федоров В. В., Можаров А. М., Мухин И. С. Межзонная фотолюминесценция в нитевидных нанокристаллах InAsN/Si 604

Войцеховский А. В., Дзядух С. М., Горн Д. И., Дворецкий С. А., Михайлов Н. Н., Сидоров Г. Ю., Якушев М. В. Влияние подсветки на адмиттансные характеристики МДП-структур на основе nBn со сверхрешеткой в барьерной области 606

Волков В. А. 2D-плазмоны в многозатворных электронных системах. Аналитический подход 608

Волков П. В., Бобров А. И., Нежданов А. В., Сидоренко К. В., Семиков Д. А., Вязанкин О. С., Скрылев А. А., Барабаш Н. В. Исследование параметров интегрально-оптических направленных ответвителей на основе кремния-на-изоляторе 609

Гавриленко В. И., Курицын Д. И., Фадеев М. А., Антонов А. В., Янцер А. А., Ковалевский К. А., Морозов С. В., Дубинов А. А., Жукавин Р. Х. Квантовые каскадные лазеры ТГц-диапазона в магнитных полях 611

Гайдученко И. А., Шеин К. В., Бондарева П. И., Лубчак А. Н., Измайлов Р. И., Баева Е. М., Гольцман Г. Н. Разработка терагерцовых болометров на основе графена с использованием метода шумовой термометрии ... 613

Головатенко А. А., Родина А. В., Меляков С. Р., Белых В. В., Калитухо И. В., Яковлев Д. Р. Теория спиновой прецессии электронов в ансамбле коллоидных нанопластинок CdSe 615

Голышков Г. М., Черненко А. В., Бричкин А. С. Спектроскопия возбужденных состояний экситонов в гетероструктурах с монослоями $MoSe_2$ и WSe_2 617

Горбенко И. В., Качоровский В. Ю. Управление зонной структурой латерального плазменного кристалла магнитным полем 619

Горшков А. П., Волкова Н. С., Атнашева Е. Э., Кирьянова Е. Н., Здоровейщев А. В. Электролюминесценция МДП-структур с квантовыми точками InAs/GaAs 621

Гридчин В. О., Котляр К. П., Убыйвовк Е. В., Драгунова А. С., Резник Р. Р., Кукушкин С. А., Цырлин Г. Э. Эффекты самоорганизации при выращивании нитевидных нанокристаллов InGaN методом молекулярно-пучковой эпитаксии с плазменной активацией азота 623

Гудина С. В., Арапов Ю. Г., Неверов В. Н., Савельев А. П., Шелушинина Н. Г., Якунин М. В. Исследование механизмов рассеяния в двойных квантовых ямах InGaAs/GaAs в параллельном магнитном поле 625

Деменев А. А., Фрадкин И. М., Ковальчук А. В., Кулаковский В. Д., Антонов В. Н., Дьяков С. А., Гиппиус Н. А. Плазмонная метаповерхность для связи TE- и TM-мод в планарном диэлектрическом волноводе и циркулярно-поляризованного света 627

Демидов Е. С., Афанасьев Д. А., Демидова Н. Е., Нежданов А. В., Машин А. И. Влияние электрохимического окисления на люминесцентные, парамагнитные и транспортные свойства пористого кремния 629

Демина П. Б., Вихрова О. В., Дорохин М. В., Данилов Ю. А., Лесников В. П., Звонков Б. Н., Нежданов А. В., Парафин А. Е., Крюков Р. Н. Лазерные методы управления свойствами квантовых точек InAs/GaAs 631

Денисов Г. Г. Рубежи мощной вакуумной микроволновой электроники 633

Тиходеев С. Г., Гиппиус Н. А., Дмитриева О. А. Мультистабильность экситон-поляритонов в хиральном микрорезонаторе: самосогласованный расчет 635

Дубинов А. А., Афоненко А. А., Ушаков Д. В. Терагерцовый квантово-каскадный лазер на основе AlGaInP 636

Дудин А. А., Асяев Д. С., Кузьмичев А. Г., Иванов А. С., Оболенский С. В. Оптимизация теплового режима работы СВЧ-усилителя мощности на GaN транзисторах 638

Евсиков И. Д., Лобанов Б. В., Демин Г. Д., Дюжев Н. А. Исследование влияния шероховатости поверхности на эмиссионные свойства наноразмерных автоэмиссионных структур 640

Ерофеева И. В., Байдусь Н. В., Демина П. Б., Дорохин М. В., А. В. Здоровейщев, С. Ю. Зубков, Ю. М. Кузнецов, Балясников Д. М. Термоэлектрическая эффективность пленок InAs/InGaAs с квантовыми точками 642

Ерошенко Г. Н., Минаев И. И., Клековкин А. В., Савин К. А., Кривобок В. С., Гончаров А. Е., Муратов А. В., Дубовая А. Р. Получение многослойных эпитаксиальных структур InAs/Ga(As)Sb с компенсацией упругих напряжений 644

Ершов А. В., Крюков Р. Н., Зубков С. Ю., Юшков Д. А., Мастюгин Д. С., Белов А. И., Байдусь Н. В. Модификация отжигом состава и свойств многослойных наноструктур «олово / субоксид кремния или германия» 646

Жидяев К. С., Чигинева А. Б., Байдусь Н. В., Самарцев И. В., Кудрин А. В. Генерация импульсов тока наносекундного диапазона с помощью GaAs-тиристора для накачки многоямного InGaAs/GaAs/AlGaAs-гетеролазера 648

Жмудь Б. А., Соболев А. С., Хабибуллин Р. А. Дисперсия волноводных мод квантово-каскадного лазера с двойным металлическим волноводом, рассчитанная модифицированным методом Маркатили 650

Жолудев М. С., Алешкин В. Я., Морозов С. В. Гетероструктуры с селективным туннелированием для лазеров и детекторов на основе CdHgTe 652

Жолудев М. С., Кудрявцев К. Е., Алешкин В. Я., Морозов С. В. Усиление беспороговой оже-рекомбинации в квантовых ямах HgCdTe/CdHgTe за счет резонансных состояний 654

Жукавин Р. Х., Постнов Д. А., Бушуйкин П. А., Кудрявцев К. Е., Ковалевский К. А., Лодыгин А. Н., Порцель Л. М., Шуман В. Б., Астров Ю. А., Бекин Н. А., Шастин В. Н. Времена релаксации возбужденных состояний магния в кремнии 656

Загороднев И. В., Понкратова Д. В. Об интерфейсных электронных состояниях на гетерогранице цепочек атомов 658

Зазымкина Д. А., Ченцов С. И., Аминев Д. Ф., Кривобок В. С. Нефелоксетический эффект для ионов Fe^{2+} в матрицах ZnSe и CdTe 660

Захаров В. Е., Яблонский А. Н., Новиков А. В., Юрасов Д. В., Шалеев М. В., Шенгуров Д. В., Родякина Е. Е., Смагина Ж. В., Дьяков С. А. Пространственное распределение интенсивности излучения Ge(Si) нановстровков в двумерных фотонных кристаллах 662

Захарьин А. О., Андрианов А. В., Петров А. Г., Абросимов Н. В., Жукавин Р. Х., Шастин В. Н. Внутрицентровое ТГц-излучение, вызванное взаимодействием примесей с плазменными колебаниями в электронно-дырочной жидкости 664

Здоровейщев Д. А., Антонов И. Н., Вихрова О. В., Данилов Ю. А., Дудин Ю. А., Лесников В. П., Здоровейщев А. В., Парафин А. Е., Дроздов М. Н. Исследование свойств GaAs, легированного атомами висмута 667

Зиновьев В. А., Смагина Ж. В., Зиновьева А. Ф., Родякина Е. Е., Кацюба А. В., Астанкова К. Н., Барышникова К. В., Петров М. И., Михайловский М. С., Вербус В. А., Степихова М. В., Новиков А. В. Коллективные моды в люминесцентном отклике структур с линейными цепочками Si нанодисков со встроенными GeSi квантовыми точками 669

Иванов А. С., Павельев Д. Г., Оболенский С. В., Оболенская Е. С., Дудин А. А. Учет тепловых процессов при исследовании радиационной стойкости источника субтерагерцового излучения после повторного нейтронного воздействия 671

Иванов С. В. Инновационные разработки отечественных технологий гетероструктурной полупроводниковой оптоэлектроники и фотоники 673

Чукеев М. А., Храмцов Е. С., Чжэн Шимин, Игнатьев И. В. Экситонный сенсор электрического поля в гетероструктурах с квантовыми ямами 674

Бовкун Л. С., Криштопенко С. С., Алешкин В. Я., Михайлов Н. Н., Дворецкий С. А., TerpeF., Orlita M., Гавриленко В. И., Иконников А. В. Одновременное наблюдение циклотронного резонанса дырок и электронов в двойной квантовой яме HgTe/CdHgTe с нормальным зонным спектром 676

Сотничук М. К., Иконников А. В., Хохлов Д. Р., Михайлов Н. Н., Дворецкий С. А., Гавриленко В. И. Спектральные исследования остаточной фотопроводимости в одиночных квантовых ямах Hg(Cd)Te 678

Калинина Е. А., Ежевский А. А., Гусейнов Д. В., Сухоруков А. В., Зверев Д. Г., Мурзаханов Ф. Ф., Абросимов Н. В. Спиновая релаксация доноров лития в изотопно-чистых монокристаллах $^{28}Si_{1-x}{}^{72}Ge_x$ 680

Калинников М. А., Лобанов Д. Н., Андреев Б. А., Кудрявцев К. Е., Юнин П. А., Скороходов Е. В., Новиков А. В., Красильник З. Ф. Квантовые ямы InN/InGaN для оптоэлектронных устройств ближнего ИК-диапазона 682

Горбенко И. В., Качоровский В. Ю. Латеральные плазменные кристаллы: управление зонной структурой, светлые и темные моды, переход между режимами слабой и сильной связи 684

Клоков А. Ю., Фролов Н. Ю., Шарков А. И., Хмельницкий Р. А., Дравин В. А., Ченцов С. И. Гиперзвуковая томография графитизированных слоев, встроенных в алмаз 686

Коваленко Ю. Е., Якушев М. В., Гребенников В. И., Голяшов В. А., Марченков В. В., Орлита М., Кох К. А., Терещенко О. Е., Кузнецова Т. В. Электронные свойства топологического изолятора Sb_2Te_2Se 688

Козлов Д. В., Румянцев В. В., Янцер А. А., Морозов С. В., Гавриленко В. И. Рекомбинация Шокли – Рида – Холла через состояния вакансий ртути в узкозонных растворах HgCdTe при испускании одиночного оптического фонона 689

Королев Д. С., Матюнина К. С., Никольская А. А., Крюков Р. Н., Сушков А. А., Павлов Д. А., Тетельбаум Д. И. Исследование структуры и светоизлучающих свойств ионно-синтезированных нановключений оксида галлия 691

Кочаровская Е. Р., Кочаровский Вл. В. Одновременная генерация слабо и сильно асимметричных мод в сверхизлучающем лазере с низкодобротным комбинированным резонатором 693

Кочаровский Вл. В., Кочаровская Е. Р. Нелинейные эффекты самосогласованной полуволновой решетки инверсии населенностей активной среды в асимметричной одномодовой генерации лазеров с низкодобротными комбинированными резонаторами 695

Крайнов И. В., Ниязов Р. А., Аристов Д. Н., Качоровский В. Ю. Сильный немагнитный механизм рассеяния назад в краевых состояниях 2D-топологического изолятора 697

Краснова И. А., СидоровГ. Ю., ЗакировЕ. Р., Сабинина И. В. Изучение адмиттанса МДП-структур с PE-ALD HfO_2 на CdHgTe с различной подготовкой поверхности полупроводника 698

Крыжановская Н. В., Иванов К. А., Фоминых Н. А., Комаров С. Д., Махов И. С., Моисеев Е. И., Гусева Ю. А., Кулагина М. М., Минтаиров С. А., Калюжный Н. А., Лихачев А. И., Хабибуллин Р. А., Галиев Р. Р., Павлов А. Ю., Томош К. Н., Максимов М. В., Жуков А. Е. Исследование характеристик микродисковых лазеров с InGaAs/GaAs квантовыми точками, латерально связанных с волноводом 700

Кудрявцев К. Е., Румянцев В. В., Алешкин В. Я., Дубинов А. А., Михайлов Н. Н., Дворецкий С. А., Гавриленко В. И., Морозов С. В. Беспороговая оже-рекомбинация в КЯ HgTe/CdHgTe и оптимизация лазерных HgCdTe-гетероструктур среднего ИК-диапазона 702

Кудряшов А. А., Гусев С. А., Татарский Д. А., Битюрин Н. М. Лазерно-индуцированная карбонизация полистирола, содержащего золотые наночастицы 704

Кузнецов Ю. М., Дорохин М. В., Демина П. Б., Ерофеева И. В., Здоровейщев А. В., Здоровейщев Д. А., Завражнов А. Ю. Термоэлектрические свойства полупроводникового твердого раствора германий-кремний, легированного из источника фосфида кремния 706

Кукушкин В. А., Кукушкин Ю. В. Быстродействие алмазного полевого транзистора на приповерхностном нанослое дырочного газа с сильным поперечным подзатворным электрическим полем 708

Кулаковский В. Д., Деменев А. А., Щербаков А. В., Гаврилов С. С., Яковлев Д. Р. Сверхбыстрые акустические переключения мультистабильной микрорезонаторной экситон-поляритонной системы 710

Лобанов А. Д., Корх Ю. В., Сулимов М. А., Патраков Е. И., Радзивончик Д. И., Сарычев М. Н., Иванов В. Ю., Кузнецова Т. В. Влияние облучения высокоэнергетическими электронами на оптические свойства кристаллов Cu_2SnS_3 712

Лобанов Д. Н., Андреев Б. А., Кудрявцев К. Е., Юнин П. А., Скороходов Е. В., Калинников М. А.,Новиков А. В., Красильник З. Ф. Влияние отношения потоков III и V групп на структурные, оптические свойства и стимулированное излучение планарных структур с InGaN-слоями в ИК-диапазоне 714

Логинов Д. К. Влияние магнито-Штарк-эффекта на светоэкситонное взаимодействие для экситонов с большим волновым вектором 716

Лукманова Р. М., Кон И. А., Минакова В. Е., Зайцев-Зотов С. В. Переход от квадратичного к линейному магнетосопротивлению при одноосной деформации топологического изолятора $TaSe_3$ 718

Лупоносов Ю. Н. Разработка новых полупроводниковых материалов для органической оптоэлектроники 720

Мажукина К. А., Румянцев В. В., Дубинов А. А., Уточкин В. В., Разова А. А., Фадеев М. А., Михайлов Н. Н., Дворецкий С. А., Гавриленко В. И., Морозов С. В. Исследование длинноволнового стимулированного излучения в квантовых ямах HgCdTe с увеличенным энергетическим порогом оже-рекомбинации 722

Мазуренко И. М., Вовк Д. Е., Матюшкин Я. Е., Поддубская А. Г. Широкополосный, чувствительный к поляризации отклик плазмонного интерферометра на основе графена на терагерцовое излучение и роль однородного легирования графена в данном устройстве 724

Майдэбура Я. Е., Мансуров В. Г., Малин Т. В., Смирнов А. Н., Журавлев К. С., Пех Б. Капельная эпитаксия квантовых точек GaN на поверхности графеноподобной структуры *g*-SiN 726

Максимов А. А., Тартаковский И. И., Зверев В. Н., Абдуллаев Н. А., Мамедов Н. Т. Температурные исследования спектров комбинационного рассеяния света и спин-фононного взаимодействия в магнитных топологических изоляторах $MnBi_2Te_4$ и $MnSb_2Te_4$ 728

Маннанов А. Л., Балакирев Д. О., Пономаренко С. А., Паращук Д. Ю., Лупоносов Ю. Н. Органические солнечные элементы на основе звездообразных и линейных донорно-акцепторных сопряженных молекул ... 730

Маркин Д. С., Фомичев С. А., Бурдов В. А. Температурно инициированные внутризонные излучательные переходы в кремниевых нанокристаллах с донорами 732

Махов И. С., Караборчев А. А., Шандыба Н. А., Черненко Н. Е., Солодовник М. С.,Крыжановская Н. В., Жуков А. Е. Спектральный состав стимулированного излучения микродисковых лазеров с квантовыми точками при неоднородном оптическом и электрическом возбуждении 734

Мансуров В. Г., Малин Т. В., Башкатов Д. Д., Милахин Д. С., Журавлев К. С. Химическая кинетика процесса нитридизации поверхности Si(111) при температурах ниже фазового структурного перехода (7×7)→(1×1) 736

Аксенов А. Ю., Анкудинов А. В., Власов А. С., Дунаевский М. С., Жмерик В. Н., Лебедев Д. В., Лихачев К. В., Перескокова В. А., Минтаиров А. М. Локальное легирование монослойного WSe_2 на пьезо-электрических подложках $GaInP_2$ и GaN 738

Митин Д. М., Баева М. Г., Мирошниченко А. С., Кенесбай Р., Федоров В. В., Гец Д. С., Красников Д. В., Насибулин А. Г., Макаров С. В., Исламова Р. М., Мухин И. С. Светоизлучающие устройства на основе перовскитов $CsPbBr_3$: создание, свойства и особенности инкапсуляции 740

Михайлов Н. Н., Ступак М. Ф., Дворецкий С. А., Макаров С. Н., Елесин А. Г. Локальные измерения слабых напряжений на поверхности структур (013) HgCdTe/CdTe/ZnTe/GaAs с помощью генерации второй гармоники 742

Мишин А. В., Кочаровская Е. Р., Кочаровский Вл. В. Спектры, инкременты и пороги генерации поляритонных и электромагнитных мод в лазерах класса C с комбинированным резонатором 744

Моисеев К. Д., Романов В. В., Пархоменко Я. А., Иванов Э. В., Яковлев Ю. П. Узкозонные гетероструктуры на основе соединений InAs-InSb для спектрального диапазона 4–6 мкм 746

Моисеенко И. М., Фатеев Д. В., Попов В. В. Преобразование поляризации электромагнитного излучения в графене с постоянным током 748

Морозов М. Ю., Попов В. В. Полное поглощение терагерцовой электромагнитной волны в металлическом желобе с графеном 750

Морозов С. В., Румянцев В. В., Кудрявцев К. Е., Разова А. А., Фадеев М. А., Уточкин В. В., Алешкин В. Я., Янцер А. А., Мажукина К. А., Дубинов А. А., Дворецкий С. А., Михайлов Н. Н. Влияние порогового и беспорогового оже-процессов на генерацию стимулированного и лазерного излучения в гетероструктурах на основе HgCdTe 752

Неверов В. Н., Гудина С. В., Шелушинина Н. Г., Арапов Ю. Г., Боголюбский А. С., Туруткин К. В., Якунин М. В. Температурная зависимость величины сбоя фазы для одиночных и двойных гетеропереходов в квантовых фазовых переходах плато-плато КЭХ 754

Нежданов А. В., Корнев Р. А., Фукина Д. Г., Шкрунин В. Е., Ермаков А. А., Корнев К. Д., Скрылев А. А., Шестаков Д. В., Виноградова Л. М., Ильичев Е. С., Усанов Д. А., Машин А. И. Структурные и оптические свойства тонких пленок AsS и GeS, полученных в условиях квазиравновесной плазмы, инициируемой лазерным оптическим пробоем 755

Некрасов С. В., Михайленко Н. О., Рагоза М. Д., Шамирзаев Т. С., Кусраев Ю. Г. Спиновые свойства экситона в КТ (In, Al)As/AlAs в условиях Г-X-смешивания 757

Никитин М. В., Покровский В. Я., Кай Д. А., Зыбцев С. Г. Динамика волн зарядовой плотности в условиях электрических и механических колебаний 759

Николаев Г. А., Хисамеева А. Р., Андреева С. А., Щепетильников А. В., Кукушкин И. В. Аномальный спиновый резонанс в сильно коррелированной электронной системе 761

Екимов Е. А., Николаев С. Н., Иванова А. Г., Сидоров В. А., Ширяев А. А., Усманов И. И., Васильев А. Л., Артемов В. В., Кондрин М. В., Чернопицский М. А., Кривобок В. С. Полупроводники, синтезированные в системе Sn-Eu-S-C при высоком давлении 762

Никонов А. В., Заболотных А. А., Волков В. А. Плазменные колебания в двумерной электронной системе с решеткой металлических затворов 764

Ниязов Р. А., Крайнов И. В., Аристов Д. Н., Качоровский В. Ю. Дробовой шум в геликоидальных краевых состояниях 766

Орлова Е. Е. Проволочные терагерцовые квантовые каскадные лазеры с адиабатическим сужением волновода 768

Орлова Н. Н., Колесников Н. Н., Тимонина А. В., Девятов Э. В. Связь топологических свойств и ферроэлектрической поляризации в топологическом полуметалле GeTe 770

Осинных И. В., Малин Т. В., Милахин Д. С., Журавлев К. С. Влияние температуры роста на фотолюминесцентные свойства слоев GaN-on-Si и GaN-on-SiC 771

Охапкин А. И., Краев С. А., Дроздов М. Н., Юнин П. А., Королев С. А., Радищев Д. Б. Многослойные пленки DLC с варьируемым соотношением sp^3/sp^2 фаз углерода 773

Павлов А. В., Можаров А. М., Федоров В. В., Полозков Р. Г., Мухин И. С. Анализ оптоэлектронных свойств твердых растворов In(As, P, N) методами теории функционала плотности 775

Паращук Д. Ю. Двумерные органические полупроводники и устройства 777

Травкин В. В., Коптяев А. И., Пахомов Г. Л. Морфология и фотопроводимость тонких пленок Sn(II)Pc 779

Перетокин А. В., Степихова М. В., Новиков А. В., Юрасов Д. В., Яблонский А. Н., Родякина Е. Е., Дьяков С. А. Особенности зонной структуры и люминесцентного отклика двумерных фотонных кристаллов, сформированных на кремниевых материалах с нановстровками Ge(Si) 781

Перов А. А., Пикунов П. В. Фотогальванический эффект в электронном газе планарных сверхрешеток без центра инверсии в постоянном однородном магнитном поле 783

Петров А. С., Свинцов Д. А. Энергетический подход к уравнениям электронной гидродинамики 785

Пивоварова А. А., Куницына Е. В., Коновалов Г. Г., Слипченко С. О., Подоскин А. А., Андреев И. А., Пихтин Н. А., Ильинская Н. Д., Яковлев Ю. П. Быстродействующие мостиковые фотодиоды на основе InAs/InAsSbP-гетероструктур 787

Семакин А. С., Мухамедшин И. Р., Зыбцев С. Г., Покровский В. Я. Исследование волн зарядовой плотности в квазиодномерном проводнике NbS_3 методами ЯМР 789

Полищук О. В., Фатеев Д. В., Попов В. В. Возбуждение терагерцовых плазмонных мод в графеновом квадратном микрорезонаторе 791

Пономарев С. А., Рогило Д. И., Миронов А. Ю., Курусь Н. Н., Милехин А. Г., Щеглов Д. В., Латышев А. В. Низкотемпературный гистерезис фазового перехода β⇔β' в пленках In_2Se_3 793

Пузанов А. С., Забавичев И. Ю., Абросимова Н. Д., Бибикова В. В., Волкова Е. В., Недошивина А. Д., Потехин А. А., Тарасова Е. А., Хазанова С. В., Оболенский С. В. Применение флуктуационного анализа изображений поверхности структур «кремний на изоляторе» для оценки деградации подвижности носителей заряда после радиационного воздействия 795

Радзивончик Д. И., Малютин М. С., Гребенников В. И., Чумаков Р. Г., Кузнецова Т. В. Определение парциальных плотностей электронных состояний GaSe и $CuGaSe_2$ на основе обратной задачи по данным рентгеновской фотоэмиссионной спектроскопии (XPS) с использованием синхротронного излучения 797

Разова А. А., Фадеев М. А., Румянцев В. В., Уточкин В. В., Кудрявцев К. Е., Дубинов А. А., Алешкин В. Я., Михайлов Н. Н., Дворецкий С. А., Шенгуров Д. В., Морозова Е. Е., Н. С. Гусев, Гавриленко В. И., Морозов С. В. Генерация на модах шепчущей галереи в микродисковых лазерах на основе гетероструктур с квантовыми ямами HgCdTe/CdHgTe в окне прозрачности атмосферы 798

Родионов Д. А., Загороднев И. В. Двумерные магнитоплазмоны и ротационно-гравитационные волны на мелкой воде в латерально ограниченных системах 800

Рожков А. В., Кайбышев В. Х., Иванов М. С., Торопов А. А., Родин П. Б. Биполярный эффект Ганна в GaAs-диодах: от стимулированного инфракрасного к субтерагерцовому излучению 802

Рудаков А. О., Алешкин В. Я., Дубинов А. А. Оптимальные параметры многоямных структур HgTe/CdHgTe для генерации двумерных плазмонов 804

Румянцев В. В., Мажукина К. А., Уточкин В. В., Дубинов А. А., Кудрявцев К. Е., Михайлов Н. Н., Дворецкий С. А., Гавриленко В. И., Морозов С. В. Стимулированное излучение в диапазоне длин волн 14–24 мкм в гетероструктурах с квантовыми ямами HgCdTe при непрерывной оптической накачке 806

Румянцев В. В., Иконников А. В., Михайлов Н. Н., Варавин В. С., Чилясов А. В., Гавриленко В. И., Морозов С. В. Исследования спектров терагерцовой фотопроводимости и фотолюминесценции твердых растворов HgCdTe, легированных мышьяком 808

Румянцев В. В., Окомельков А. В., Уточкин В. В., Фадеев М. А., Мажукина К. А., Михайлов Н. Н., Дворецкий С. А., Варавин В. С., Гавриленко В. И., Морозов С. В. Фото- и электролюминесценция в эпитаксиальных структурах на основе узкощелевых полупроводников кадмий-ртуть-теллур 810

Сандаков Н. С., Гудина С. В., Неверов В. Н., Боголюбский А. С., Туруткин К. В., Якунин М. В., Васильевский И. С., Виниченко А. Н. Эффективные масса и *g*-фактор электронов в квантовой яме InGaAs с высоким содержанием InAs 812

Семиков Д. А., Бобров А. И., Волков П. В., Вязанкин О. С., Горшков А. П., Горюнов А. В., Лемешевская Г. А., Лукьянов А. Ю., Нежданов А. В., Сидоренко К. В. Низкокогерентный интегрально-оптический интерферометр для волоконно-оптических датчиков 813

Серов Д. А., Круглов А. В., Рябова М. А., Лобанова В. А., Коряжкина М. Н., Шенина М. Е., Антонов И. Н., Михайлов А. Н., Горшков О. Н. Исследование и оптимизация КМОП-совместимых мемристивных наноструктур для энергонезависимой резистивной памяти и нейроморфных устройств 815

Скворцов И. В., Тимофеев В. А., Машанов В. И., Гайдук А. Е., Блошкин А. А., Кириенко В. В., Уткин Д. Е., Никифоров А. И., Коляда Д. В., Фирсов Д. Д., Комков О. С. Возбуждение гибридных мод в структурах с плазмонными наноантеннами, сопряженными с множественными квантовыми ямами GeSiSn/Si 817

Скрылев А. А., Нежданов А. В., Шестаков Д. В., Виноградова Л. М., Машин А. И. Особенности комбинационного рассеяния соединений Zn-IV-N_2 819

Смолина Е. О., Степихова М. В., Новиков А. В. Свойства мод топологических дефектов в двумерных гексагональных фотонных кристаллах 821

Соболева О. И., Полывянова М. Р., Ильин О. И., Ильина М. В. Исследование процесса генерации тока пучками легированных азотом углеродных нанотрубок для создания наногенераторов 823

Соловьев В. А., Чернов М. Ю., Мясоедов А. В., Прасолов Н. Д., Берт Н. А., Иванов С. В. Структурные свойства гетероструктур на основе метаморфного буферного слоя InAlAs/GaAs с оптимизированным нелинейным профилем изменения состава 825

Черненко Н. Е., Махов И. С., Мельниченко И. А., Балакирев С. В., Кириченко Д. В., Шандыба Н. А., Крыжановская Н. В., Солодовник М. С. Локальное формирование упорядоченных массивов наноструктур AlGaAs на структурированной поверхности 827

Степихова М. В., Шаров С. А., Вербус В. А., Волковская И. И., Смагина Ж. В., Зиновьев В. А., Родякина Е. Е., Новиков А. В. Люминесцентный анализ мод низкоразмерных дисковых резонаторов, сформированных на кремниевых структурах с нановстровками Ge(Si) 829

Тетельбаум Д. И., Никольская А. А., Королев Д. С., Матюнина К. С., Михайлов А. Н., Белов А. И., Трушин В. Н., Дроздов М. Н., Юнин П. А., Кудрин А. В., Окулич Е. В., Окулич В. И. Структурные и электрические свойства слоев β-Ga_2O_3, подвергнутых ионной имплантации бора 831

Тиходеев С. Г., Дмитриева О. А., Гиппиус Н. А., Горкунов М. В., Кулаковский В. Д. О порогах лазерной генерации структуры на основе хирально-модулированного микрорезонатора 833

Труфанов С. А., Оболенский С. В., Королев С. А. Моделирование детекторного СВЧ-диода на основе гетероструктур InGaAs/AlGaAs/GaAs 834

Труханов В. А., Федоренко Р. С., Доминский Д. И., Борщев О. В., Пономаренко С. А., Паращук Д. Ю. Электролюминесценция и фотоэффект в органических полевых транзисторах на основе тиофен-фениленовых олигомеров 836

Устименко Р. В., Караулов Д. А., Винниченко М. Я., Махов И. С., Фирсов Д. А., Саркисян А. А., Айрапетян Д. Б. Процессы поглощения света и рекомбинации фотовозбужденных носителей заряда в квантовых точках Ge/Si 838

Уточкин В. В., Фадеев М. А., Разова А. А., Румянцев В. В., Кудрявцев К. Е., Мажукина К. А., Янцер А. А., Михайлов Н. Н., Дворецкий С. А., Шенгуров Д. В., Гусев Н. С., Гавриленко В. И., Морозов С. В. Исследование длинноволнового лазерного излучения в микродисковых и гребешковых мезаструктурах с HgCdTe квантовыми ямами 840

Ушаков Д. В., Афоненко А. А., Хабибуллин Р. А., Дубинов А. А., Гавриленко В. И. Расчет в магнитном поле спектральных и мощностных характеристик GaAs/AlGaAs ККЛ ТГц-диапазона 842

Кудрявцев К. Е., Фадеев М. А., Разова А. А., Уточкин В. В., Румянцев В. В., Жолудев М. С., Алешкин В. Я., Михайлов Н. Н., Морозов С. В. Анализ внутризонной релаксации неравновесных носителей в гетероструктурах HgCdTe с квантовыми ямами при оптическом возбуждении 844

Машинский К. В., Попов В. В., Фатеев Д. В. Возбуждение краевых плазмонных мод в графеновом прямоугольнике терагерцовой волной 846

Федоренко Р. С., Труханов В. А., Лупоносов Ю. Н., Паращук Д. Ю. Донорно-акцепторные молекулы для двумерных органических светоизлучающих транзисторов 848

Дворецкая Л. Н., Можаров А. М., Фунтикова А. С., Фёдоров В. В., Мухин И. С. Исследование свето-фотодиодных свойств в гетероструктуре GaNPAs на кремнии 849

Хазанова С. В., Панфилов А. С., Бобров А. И., Горшков А. П., Сидоренко К. В., Нежданов А. В., Малехонова Н. В. Расчет коэффициента поглощения в напряженных Ge/SiGe квантовых ямах для проектирования модуляторов Маха – Цендера 851

Савельев В. В., Хазанова С. В. Расчет транспортных характеристик двуслойного муарового графена 853

Харин Н. Ю., Винниченко М. Я., Паневин В. Ю., Федоров В. В., Фирсов Д. А. Интенсивность терагерцовой фотолюминесценции легированных слоев GaAs 855

Хомицкий Д. В., Запруднов Н. А. Перестраиваемое спин-орбитальное взаимодействие Рашбы как управляющий параметр спиновой динамики в двойной квантовой точке в условиях электрического дипольного резонанса 857

Гридчин В. О., Резник Р. Р., Цырлин Г. Э. Непланарные наноструктуры на основе нитридных соединений, полученные методом МПЭ 859

Черненко А. В., Бричкин А. С., Голышков Г. М. Влияние свободных электронов на экситоны в гетероструктурах с монослоями дихалькогенидов переходных металлов 860

А. А. Чижова, А. А. Конаков Исследование электронной зонной структуры гексагональных и ромбоэдрических политипов твердых растворов 862

Чмырь С. Н., Казаков А. С., Галеева А. В., Долженко Д. Е., Артамкин А. И., Иконников А. В., Дворецкий С. А., Михайлов Н. Н., Банников М. И., Хохлов Д. Р. Микроволновая фотопроводимость в магнитном поле в структурах на основе $Hg_{1-x}Cd_xTe$ 863

Чумаков Н. К., Белов И. В., Андреев А. А., Давыдов А. Б., Езубченко И. С., Колобкова Е. М., Лев Л. Л., Моргун Л. А., Николаев С. Н., Черных И. А., Шабанов С. Ю., Валеев В. Г. Анизотропия осцилляций Шубникова – де Гааза в двумерном электронном газе гетероструктур AlGaN/AlN/GaN 865

Шамирзаев Т. С., Kudlacik D., Яковлев Д. Р., Гутаковский А. К., Bayer M. Квантовые ямы Ga(Sb,P)/GaP: атомная структура, энергетический спектр, спиновая динамика носителей заряда 867

Шамирзаев Т. С., Смирнов Д. С., Шумилин А. В., Яковлев Д. Р., Bayer M. Спиновая динамика электронов в немагнитных непрямозонных квантовых точках 869

Широкова А. В., Маслов А. В., Бакунов М. И. Динамика плазмона на графене с периодической модуляцией плотности носителей во времени 871

Шмагин В. Б., Новиков А. В., Яблонский А. Н., Степихова М. В., Захаров В. Е., Юрасов Д. В., Михайлов А. Н., Тетельбаум Д. И., Родякина Е. Е., Морозова Е. Е., Шенгуров Д. В., Краев С. А., Юнин П. А., Шалеев М. Е., Белов А. И. Планарный *p*-*i*-*n*-светодиод с Ge(Si) нановстровками и фотонным кристаллом, встроенным в *i*-область светодиода 873

Шульман А. Я. Уравнение эффективной массы в двухзонной модели Кэйна и метод огибающих функций 875

Яблонский А. Н., Захаров В. Е., Новиков А. В., Юрасов Д. В., Степихова М. В., Перетокин А. В., Шалеев М. В., Шенгуров Д. В., Родякина Е. Е., Смагина Ж. В., Дьяков С. А. Особенности возбуждения люминесценции самоформирующихся Ge(Si)-островков в двумерных фотонных кристаллах 877

Шутаев В. А., Сидоров В. Г., Гребенщикова Е. А., Яковлев Ю. П. Генерация тока в диодах Шоттки Pd/InP с нанослоями палладия (20–40 нм) в атмосфере водорода 879

Якунин М. В., Алешкин В. Я., Неверов В. Н., Попов М. Р., Михайлов Н. Н., Дворецкий С. А. Магнитосопротивление двойной квантовой ямы HgTe/CdHgTe в параллельном магнитном поле 881

Янцер А. А., Фадеев М. А., Дубинов А. А., Михайлов Н. Н., Морозов С. В. Использование сильнолегированного полупроводника и металла в качестве зеркал в VCSEL на основе гетероструктуры с квантовыми ямами HgTe/HgCdTe в среднем ИК-диапазоне 883

Секция 4

ИЗМЕРЕНИЯ И ТЕХНОЛОГИИ АТОМАРНОГО И НАНОМЕТРОВОГО МАСШТАБА НА ОСНОВЕ ЗОНДОВЫХ, ЭЛЕКТРОННО-ЛУЧЕВЫХ И ИОННО-ЛУЧЕВЫХ МЕТОДОВ

Аладышкин А. Ю., Чайка А. Н. Методы обработки топографических изображений вицинальных поверхностей на примере Si(5 5 6) и Si(5 5 7) 887

Исаков А. В., Комаров Н. С., Андрюшечкин Б. В. Синтез 2D-материалов на основе галогенидов металлов 889

Андрющенко Т. А., Лященко С. А., Лукьяненко А. В., Варнаков С. Н., Овчинников С. Г., Шевцов Д. В., Яковлев И. А., Максимова О. А. Особенности оже-электронных спектров тонких MAX-пленок $(Cr_{1-x}Mn_x)_2GeC$ 891

Антонов Д. А., Филатов Д. О., Антонов И. Н., Здоровейщев А. В., Хабибулова В. А., Горшков О. Н. Влияние оптического излучения на резистивное переключение в наноразмерных мемристорных структурах на основе HfO_2/Co 893

Ахкямова А. Ф., Абукаев А. Ф., Мельников А. П., Рулев И. И., Иванов Д. А. Совмещение методов атомно-силовой микроскопии и сверхбыстрой in situ нанокалориметрии в рамках создания «нанолаборатории на чипе» для изучения свойств сверхмалого количества вещества 895

Ахметова А. И., Попова Е. В., Тихомирова В. Е., Ильина И. Ю., Кост О. А., Яминский И. В. 3D-свойства носителей для доставки дцРНК в растительные клетки 896

Баймухамбетова Д. Т., Гатин А. К., Сарвадий С. Ю., Гришин М. В. Строение и локальные особенности адсорбционных свойств нанесенных наночастиц никеля 898

Нургазизов Н. И., Бизяев Д. А., Бухараев А. А., Чукланов А. П. Зависимость изменения доменной структуры планарной Ni-микрочастицы от ее латеральных размеров и действия одноосных механических напряжений 899

Быков В. А., Быков Ан. В., Быков А. А., Бобров Ю. А., Котов В. В., Леесмент С. И., Поляков В. В. Актуальные решения атомно-силовой микроскопии и спектроскопии для применений в науке и промышленности от микро- и наноэлектроники до биологии и медицины от NT-MDT 901

Галиуллин А. А., Дулебо А. И., Пугачев М. В., Кунцевич А. Ю. Реализация самодельного настольного лабораторного литографа 903

Сапожников И. Д., Горбенко О. М., Жуков М. В., Пичахчи С. В., Фельштын М. Л., Голубок А. О. Компактная измерительная головка СЗМ, адаптированная к совмещению с оптическим и электронным микроскопами 905

Гребенников В. И., Чумаков Р. Г., Якушев М. В., Кузнецова Т. В. Фотоэмиссия электронов из атомов окружения при поглощении синхротронного излучения на центральном атоме 907

Гришин М. В., Баймухамбетова Д., Гатин А. К., Озерин С. А., Харитонов В. А. Взаимодействие нанесенных на графит наночастиц платины с закисью азота 909

Дохликова Н. В., Доронин С. В., Гатин А. К., Сарвадий С. Ю., Веденкин А. С., Гришин М. В. DFT-моделирование восстановления наночастиц меди монооксидом углерода в приложенном потенциале 911

Руденко Е. И., Дохликова Н. В., Гатин А. К., Сарвадий С. Ю., Гришин М. В. Исследование адсорбции водорода и кислорода на поверхности наночастиц золотых, медных, никелевых, платиновых и палладиевых наночастиц, нанесенных на графит 913

Грузнев Д. В., Тупчая А. Ю., Бондаренко Л. В., Вековшинин Ю. Е., Михалюк А. Н., Зотов А. В., Саранин А. А. 2D интерметаллическое соединение (Tl, Gd) на поверхности Si(111) 915

Пригода К. В., Большаков В. О., Ефименко А. А., Левицкий В. С., Табаров А. Т., Павлов С. И., Толмачев В. А., Ермина А. А., Жарова Ю. А. Ag наноструктуры на *c*-Si для детектирования ТФМ красителя и вируса гриппа А методами ГКР и машинного обучения 916

Жуков А. А., Батов И. Е. Особенности влияния острия АСМ на транспорт в сильно неоднородных полупроводниковых нановискерах 918

Захожев К. Е., Рогило Д. И., Пономарев С. А., Гутаковский А. К., Кох К. А., Курусь Н. Н., Щеглов Д. В., Милехин А. Г., Латышев А. В. Рост $SnSe_2$, инициированный кристаллизацией тонкого аморфного слоя на поверхностях Bi_2Se_3(0001) и Si(111) 920

Зотов А. В., Бондаренко Л. В., Тупчая А. Ю., Вековшинин Ю. Е., Грузнев Д. В., Михалюк А. Н., Денисов Н. В., Утас Т. В., Саранин А. А. Сверхпроводимость модифицированных пленок свинца атомной толщины 922

Кузнецова Т. В., Гребенников В. И., Радзивончик Д. И., Чумаков Р. Г., Якушев М. В. Применение резонансной фотоэмиссионной спектроскопии для исследования халькопиритных материалов для фотовольтаики 923

Кунцевич А. Ю. Двумерные материалы в электронике: проблемы и перспективы 924

Лебедев Д. В., Соломонов Н. А., Новикова К. Н., Федина С. В., Дворецкая Л. Н., Федоров В. В., Архипов А. В., Голубок А. О., Павлов Д. В., Кучмижак А. А., И. С. Мухин. Наноразмерные источники оптического излучения на основе эффекта неупругого туннелирования электронов в сверхвысоковакуумном СТМ 925

Лубенченко А. В., Лубенченко О. И., Иванов Д. А., Лукьянцев Д. С., Паволоцкий А. Б., Павлов О. Н. Послойный анализ многослойных неоднородных ультратонких пленок с субнанометровым разрешением ... 927

Лукашенко С. Ю., Горбенко О. М., Жуков М. В., Пичахчи С. В., Сапожников И. Д., Фельштын М. Л., Голубок А. О. Об ионной проводимости зонда в виде капилляра с наноаппертурой ... 929

Лукьянцев Д. С., Лубенченко А. В., Иванов Д. А., Лубенченко О. И., Иванова И. В., Павлов О. Н. Ионно-лучевое формирование субоксидных слоев на поверхности окисленных тонких пленок ... 931

Миргазизова Е. Ф., Ельцов К. Н. Формирование и морфология SERS-активных структур на хлорированной поверхности Cu(100) ... 933

Кудрявцева Е. О., Морозова А. С., Зиганшина С. А., Бухараев А. А., Зиганшин М. А. Самосборка короткоцепных олигопептидов на основе аланина и фенилаланина по данным СЗМ ... 935

Морозова А. С., Кудрявцева Е. О., Зиганшина С. А., Бухараев А. А., Зиганшин М. А. Получение аморфных пленок дипептидов $_L$-фенилаланил-$_L$-лейцин и $_L$-лейцил-$_L$-фенилаланин и их самосборка по данным сканирующей зондовой микроскопии ... 937

Павлова Т. В., Шевлюга В. М. Взаимодействие PBr_3 с поверхностью Si(100), покрытой монослоем хлора с вакансиями ... 939

Петров Ю. В., Вывенко О. Ф., Гогина О. А., Ковальчук С., Болотин К. Люминесценция гексагонального нитрида бора и влияние на нее электронного и ионного облучения ... 941

Пичахчи С. В., Сапожников И. Д., Горбенко О. М., Фельштын М. Л., Лукашенко С. Ю., Голубок А. О. Высокоскоростной сканер для сканирующего зондового микроскопа: моделирование и экспериментальные исследования ... 943

Полывянова М. Р., Соболева О. И., Ильин О. И., Ильина М. В. Исследование влияния геометрических параметров легированных азотом углеродных нанотрубок на резистивное переключение ... 945

Преображенский Е. И., Водопьянов А. В., Нежданов А. В., Машин А. И. Обработка графена в индукционно-связанной водород-содержащей плазме низкого давления при воздействии внешнего электрического поля ... 947

Приходько К. Е., Дементьева М. М. Количественный локальный анализ элементного состава материалов методом EELS в ПРЭМ в условиях наложения линий характеристических потерь ... 949

Резник А. Н. Импедансная микроскопия на базе микроволновых зондовых станций ... 951

Рогило Д. И., Пономарев С. А., Насимов Д. А., Кох К. А., Щеглов Д. В., Латышев А. В. Исследование высокотемпературной адсорбции индия на поверхность $Bi_2Se_3(0001)$ методом *in situ* отражательной электронной микроскопии ... 953

Саранин А. А., Бондаренко Л. В., Тупчая А. Ю., Вековшинин Ю. Е., Денисов Н. В., Михалюк А. Н., Грузнев Д. В., Зотов А. В. Транспортные и магнетотранспортные свойства соединений свинца и редкоземельных атомов на поверхности Si(111) ... 955

Соломонов Н. А., Лебедев Д. В., Новикова К. Н., Федина С. В., Дворецкая Л. Н., Архипов А. В., Голубок А. О., Мухин И. С. Методика получения СТМ-изображений от слабо проводящих единичных нанообъектов в сверхвысоком вакууме ... 956

Татарский Д. А., Гусев Н. С., Ермолаева О. Л., Скороходов Е. В., Миронов В. Л. Киральные состояния в пленках [Co/Pt]×N/Co ... 958

Тихонова Е. Д. Использование обратно рассеянных электронов для исследования наноразмерных плавниковых структур ... 959

Турыгин А. П., Шихова В. А., Кособоков М. С., Ахматханов А. Р., Голицына О. М., Дрождин С. Н., Сергеева О. Н., Шур В. Я. Исследование роста доменов в сильно неоднородном поле в кристаллах семейства триглицинсульфата ... 961

Федотов Н. И., Зайцев-Зотов С. В. Поиск краевых состояний в тонких пленках Bi_2Te_3 ... 963

Цуканов Д. А., Рыжкова М. В., Азатьян С. Г., Утас Т. В., Олянич Д. А., Денисов Н. В., Жданов В. С. Электрическое сопротивление атомарно-гладких сверхтонких пленок галлия на реконструированной поверхности кремния Si(111) ... 965

Чукланов А. П., Морозова А. С., Нургазизов Н. И., Митюшкин Е. О., Никифоров В. Г. Изолирование одиночных апконверсионных люминесцентных наночастиц на поверхности путем прецизионного микроманипулирования в сканирующем зондовом микроскопе ... 967

Шаров В. А., Федоров В. В., Алексеев П. А., Мухин И. С. Электрические свойства нитевидных нанокристаллов фосфида галлия: влияние контактных явлений и поверхностных состояний ... 969

Шур В. Я., Абрамов А. С., Zhang L., Гимадеева Л. В., Аликин Д. О., Jin Li. Исследование фазовых превращений в сегнетоэлектрической керамике $Bi_{0,5}Na_{0,5}TiO_3$-$PbTiO_3$ методами сканирующей зондовой микроскопии 971

Яковлева В. В., Лихачев К. В., Вейшторт И. П., Скоморохов А. М., Учаев М. В., Титков С. В., Бабунц Р. А., Музафарова М. В., Баранов П. Г. Сканирующая NV-спектроскопия как инструмент для изучения и идентификации природных алмазов и их скрытокристаллических агрегатов 973

Секция 6

ТВЕРДОТЕЛЬНАЯ ЭЛЕМЕНТНАЯ БАЗА КВАНТОВЫХ ТЕХНОЛОГИЙ

Вейшторт И. П., Скоморохов А. М., Учаев М. В., Лихачев К. В., Бабунц Р. А. Применение спектроскопии антипересечения уровней для установления температурно-зависимой структуры возбужденных состояний спиновых центров в политипах SiC 977

Венедиктов И. О., Ковалюк В. В., Ан П. П., Шевелева Е. Д., Баева Э. М., Голиков А. Д., Святодух С. С., Гольцман Г. Н. Исследование волноводного сверхпроводникового детектора с разрешением по числу фотонов 979

Вовк Н. А., Шибалов М. В., Мумляков А. М., Корнеева Ю. П., Ашарчук И. М., Смирнов К. В., Тархов М. А. Создание планарной технологии сверхпроводниковых однофотонных детекторов на основе NbN, сопряженных с оптическими волноводами 981

Вольхин Д. И., Новиков И. Л., Вострецов А. Г. Электроника для прецизионных криогенных измерений 983

Галанова В. С., Голиков А. Д., Святодух С. С., Ковалюк В. В., Гольцман Г. Н. Разработка микро-опто-электромеханического модулятора для криогенных применений 985

Корнеева Ю. П., Дрязгов М. А., Порохов Н. В., Осипов Н. Н., Красильников М. И., Корнеев А. А., Тархов М. А. Молибденовые низкоомные тонкопленочные резисторы для квантовых приборов 987

Жуков Н. Д. О запутанных электронах и фотонах в нанокристаллах антимонида индия 989

Зотова Ю. И., Сандуляну Ш. В., Федоров Г. П., Семенов А. В., Wang Rui, Tsai Jaw-Shen, Астафьев О. В. Компактные микроволновые устройства для сверхпроводниковых кубитов 991

Ивашенцева И. В., Третьяков И. В., Уэрдан Г. Д., Каурова Н. С., Голиков А. Д., Гольцман Г. Н. Эффективность согласования одномодового волокна с фотонной интегральной схемой Si_3N_4 993

Кобцев Д. М., Ковалюк В. В., Святодух С. С., Гольцман Г. Н. Разработка электрооптического модулятора из тонкопленочного ниобата лития на изоляторе для фотонного и ионного квантового компьютеров 995

Криштоп В. Г., Борисова А. В., Певчих К. Э., Светиков В. В. Фотонные интегральные схемы для систем квантового распределения ключей 997

Липатов Е. И., Лыга О. И., Чащин В. В., Шулепов М. А., Бураченко А. Г., Генин Д. Е., Рипенко В. С. Новые методы и центры окраски алмаза для квантовой магнитометрии 999

Лобаев М. А., Радищев Д. Б., Вихарев А. Л., Горбачев А. М., Богданов С. А., Исаев В. А., Краев С. А., Охапкин А. И., Архипова Е. А., Демидов В. Е., Дроздов М. Н., Хайбуллин Р. И. Электролюминесценция GeV-центров в алмазном *p-i-n*-диоде 1001

Медведев А. С., Власенко В. А., Первaков К. С. Рост монокристаллов и изучение электрофизических свойств топологического изолятора $SrSn_2As_2$ 1003

Новиков А. В., Шалеев М. В., Юрасов Д. В., Дроздов М. Н., Демидов Е. В., Ревин Л. С., Панкратов А. Л., Антонов А. В., Красильникова Л. В., Шмырин Д. А., Юнин П. А., Ситников С. В., Щеглов Д. В., Таран Д. А., Павлов Д. А., Красильник З. Ф. Изотопнообогащенные Si/SiGe эпитаксиальные гетероструктуры для квантовых вычислений 1005

Пашин Д. С., Бастракова М. В. Влияние каплера на микроволновой транспорт в системе двух связанных флаксониум-кубитов 1007

Пикунов П. В., Пашин Д. С., Бастракова М. В., Соловьев И. И., Кленов Н. В. Управление состояниями кинемон-кубита широкополосными цифровыми импульсами 1008

Попов В. Г. Формирователь СВЧ-импульсов в устройствах квантового распределения ключей 1010

Радищев Д. Б., Лобаев М. А., Вихарев А. Л., Горбачев А. М., Богданов С. А., Исаев В. А., Краев С. А., Охапкин А. И., Архипова Е. А., Демидов В. Е., Дроздов М. Н. Исследование баланса зарядовых состояний в ансамбле NV-центров в CVD-алмазе при совместном фото- и электровозбуждении люминесценции 1012

Резник Р. Р., Котляр К. П., Хребтов А. И., Илькив И. В., Гридчин В. О., Драгунова А. С., Крыжановская Н. В., Акопян Н., Цырлин Г. Э. Источники одиночных фотонов на основе InGaAs квантовых точек в теле AlGaAs нитевидных нанокристаллов: синтез на поверхности кремния и физические свойства 1014

Святодух С. С., Святодух М. И., Дивочий А. В., Морозов П. В., Андреев В. С., Гольцман Г. Н. Исследование вольт-амперных характеристик наномикрокриотронов из тонких пленок нитрида ниобия для задач квантовой оптики 1016

Серов Ю. М., Галимов А. И., Смирнов Д. С., Рахлин М. В., Торопов А. А. Анизотропия спин-фотонного запутывания в одиночной InAs/GaAs квантовой точке 1018

Толстобров А. Е., Фёдоров Г. П., Сандуляну Ш. В., Калачева Д. А., Болгар А. Н., Лубсанов В. Б., Кадырметов Ш. В., Васенин А. В., Дмитриев А. Ю., Шлыков П. Ю., Зотова Ю. В., Тихонов К. С., Коростылев Е. В., Астафьев О. В. Глубокое квантовое обучение в массивах сверхпроводниковых кубитов-трансмонов 1020

Трофимов И. В., Чичков В. И., Мумляков А. М., Руденко Н. Ю., Егорова Е. Ю., Казьмина А. С., Чудакова Т. А., Порохов Н. В., Филиппов И. А., Ашарчук И. М., Тархов М. А. Распределенная технология изготовления многокубитных квантовых схем 1022

Тюменев Р., Калашников Д. С., Шишкин А. Г., Столяров В. С. СВЧ-генератор на основе джозефсоновского перехода 1024

Филиппов И. А., Аниканов А. А., Рыков А. С., Мумляков А. М., Шибалов М. В., Трофимов И. В., Порохов Н. В., Ануфриев Ю. В., Тархов М. А. Разработка технологии изготовления двухстороннего оптически самосогласующегося кристалла с интегрированным однофотонным детектором 1025

Шибалов М. В., Ашарчук И. М., Епифанов Е. О., Трофимов И. В., Мумляков А. М., Минаев Н. В., Ануфриев Ю. В., Тархов М. А. Сверхпроводниковый однофотонный детектор, интегрированный в высокоэффективный брэгговский отражатель 1027

Шлыков П. Ю., Сандуляну Ш. В., Болгар А., Астафьев О. В. Оптимизация параметров потокового кубита, связанного с фононным кристаллом для наблюдения лазерной генерации фононов 1029

Авторский указатель 1031

Научное издание

НАНОФИЗИКА И НАНОЭЛЕКТРОНИКА

Материалы XXVIII Международного симпозиума

11–15 марта 2024 г., Нижний Новгород

Том 2: секции 3, 4, 6

Федеральный исследовательский центр
Институт прикладной физики им. А. В. Гапонова-Грехова Российской академии наук (ИПФ РАН),
603950, Нижний Новгород, ул. Ульянова, 46

Оригинал-макет подготовлен сотрудниками Редакционно-издательского сектора ИПФ РАН

Формат 60×90$^{1}/_{8}$. Усл. печ. л. 61,5. Тираж 200 экз. Цв. вклейки в 2 томах – 3,75 усл. печ. л. Заказ № 14(2024)

Отпечатано на ризографах в типографии ИПФ РАН, 603950, Нижний Новгород, ул. Ульянова, 46

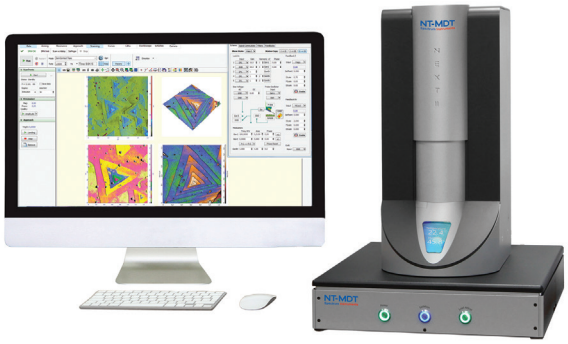
NT-MDT
Spectrum Instruments

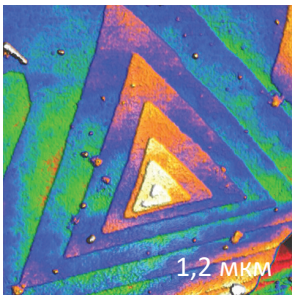
Наука выигрывает, когда её крылья раскованы фантазией
Майкл Фарадей

NEXT II

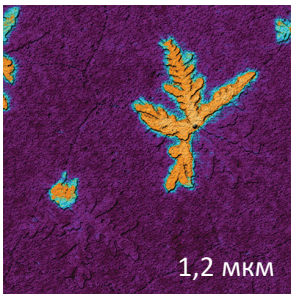
Результаты предельно высокого качества на повседневной основе

- Исследовательский АСМ с исключительным уровнем автоматизации подготовки и проведения эксперимента
- Рекордно низкий уровень шумов и высочайшая стабильность
- Полный набор самых современных методов АСМ, включая методы прыжковой микроскопии (HybriD Mode™)

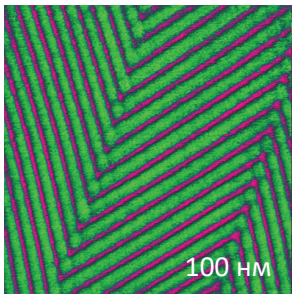




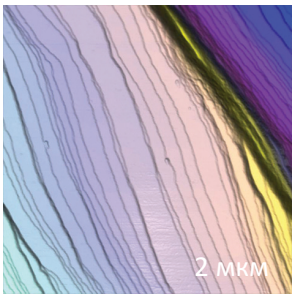
Кристалл Селенида висмута Bi_2Se_3



Кристаллы пентацена. ЭСМ карта наложенная на рельеф



Молекулярные цепочки фторалканов F14H20 на слюде



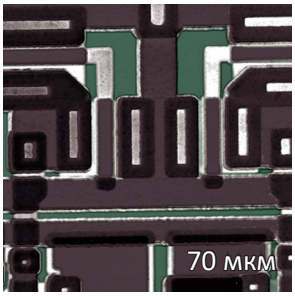
Кристалл поваренной соли

VEGA

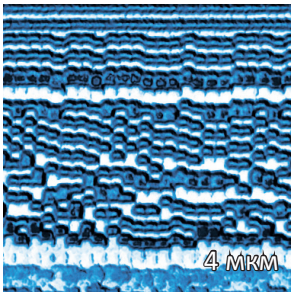
Высокопроизводительный АСМ для исследования большеразмерных образцов

- Измерения рельефа и других поверхностных свойств с нанометровым пространственным разрешением на пластинах диаметром до 200 мм, большеразмерных образцах и массивах образцов
- Высочайший уровень автоматизации процессов настройки и измерений
- 50+ современных методов АСМ, включая методы высокоскоростной прыжковой микроскопии
- Быстрое сканирование для рутинных потоковых измерений морфологии структур

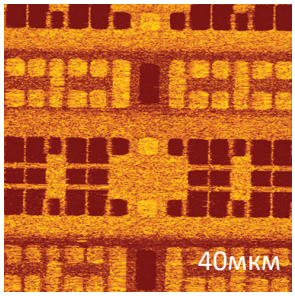




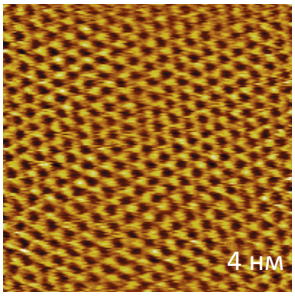
Рельеф фрагмента микросхемы



Магнитные домены в HDD 1 ТБ



Поверхностный пртенциал в SRAM



Атомное разрешение на графите

www.ntmdt-si.com

Узнать больше

www.ntmdt-tips.com

NTEGRA®, NANOEDUCATOR®, HYBRIDMODE®, ScanT®, NT-MDT®, NT-MDT SPECTRUM INSTRUMENTS®
являются зарегистрированными товарными знаками ООО “НТ-МДТ” резидента ИНТЦ МГУ «Воробьевы горы»
Адрес: Москва, г. Зеленоград, проезд 4922, д. 4 стр. 3, 3 этаж – Технопарк «ЭЛМА»

NT-MDT Spectrum Instruments

Your AFM & Raman Company

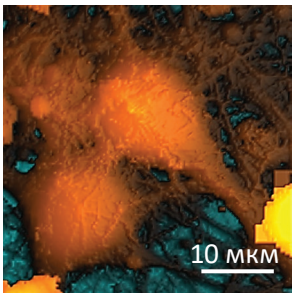
NTEGRA Marlin

Новейшая система АСМ-Раман-СМИП для биологических исследований

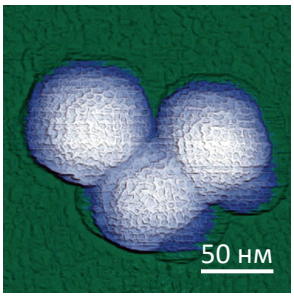
- Высокоскоростная сканирующая микроскопия ионной проводимости
- Бесконтактное исследование живых клеток в естественной физиологической среде
- Измерение механических свойств в широком диапазоне жесткостей
- Patch-clamp измерения с нанометровой локализацией
- Комбинация с оптическими методиками



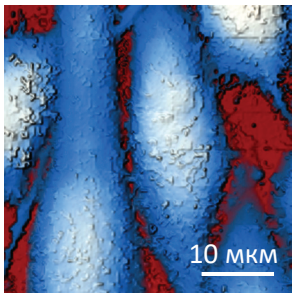
ФОНД СОДЕЙСТВИЯ ИННОВАЦИЯМ
Проект реализуется при содействии Фонда содействия инновациям



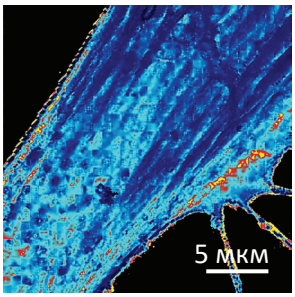
СМИП-изображение живого нейрона из гиппокампа мыши



АСМ-изображение частиц риновируса



СМИП-изображение клеток карциномы PC3 предстательной железы человека

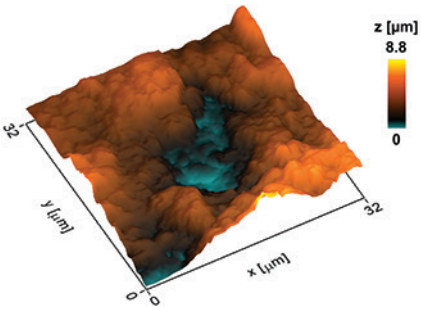


СМИП карта модуля упругости живого фибробласта. E=2 Pa..3,4 MPa

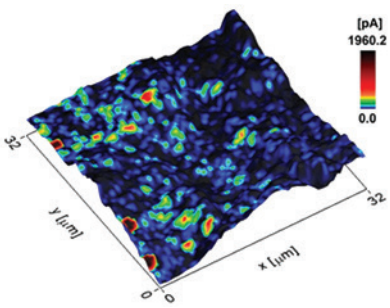
NTEGRA Helios

Интеграция наноИК-спектроскопии и электрохимической микроскопии

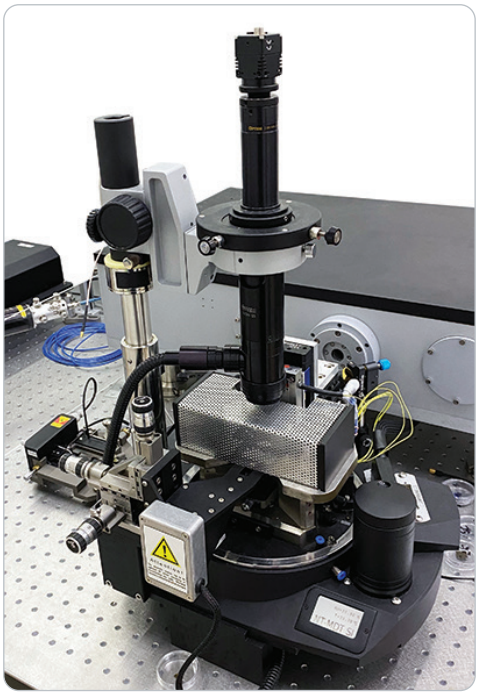
- Измерение электрохимической активности различных топливных элементов с наноразмерным разрешением путем создания локальной электрохимической ячейки
- Совмещенная система представляет собой капиллярный нанозонд, который заполняется катализатором, активирующим процесс зарядки-разрядки электрохимической ячейки



Топография поверхности образца CuHCF



Карта электрохимической активностиобразца CuHCF



ИНТЕГРА Гелиос с измерительной головкой СЭХМ

NTEGRA®, NANOEDUCATOR®, HYBRIDMODE®, ScanT®, NT-MDT®, NT-MDT SPECTRUM INSTRUMENTS® являются зарегистрированными товарными знаками ООО "НТ-МДТ" резидента ИНТЦ МГУ «Воробьевы горы»
Адрес: Москва, г. Зеленоград, проезд 4922, д. 4 стр. 3, 3 этаж – Технопарк «ЭЛМА»

Общество с ограниченной ответственностью

«ПОЛИКЕТОН»

603003, Нижний Новгород, ул. Баррикад, д.1, литер БЯ, офис 114

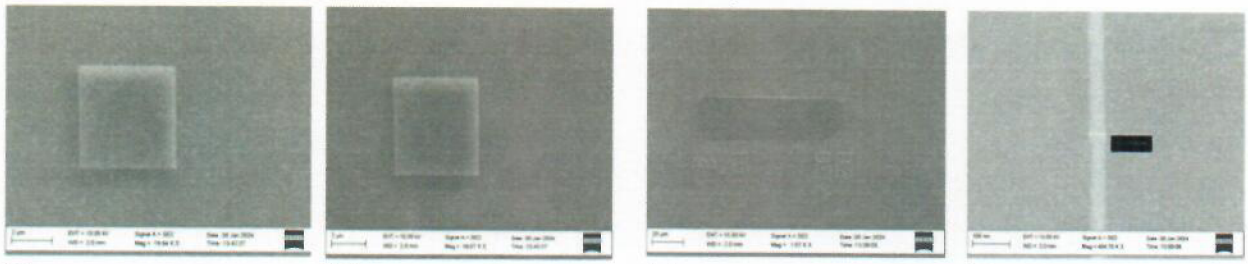
ОГРН 1157746483553 ИНН 7723393081 КПП 526301001

WWW.okm2.ru e-mail: slinyakov@iconlab.ru info@polyketon.ru koroleva@polyketon.ru

ООО «Поликетон» – профессиональная, нацеленная на достижения команда, которая каждый день работает над созданием инновационных и наукоемких технологий для развития отечественной микроэлектроники. Наша основная специализация – производство фоторезистивных композиций для DUV, EUV, E-beam – литографии, фото отверждаемых клеевых полимеров, олигомеров и оптически прозрачных мономеров. С 2022 года мы изучаем возможности применения технологий искусственного интеллекта в нашем производстве и работаем над созданием нейроморфного ускорителя импульсных нейросетей на базе тонкопленочных микроэлектронных устройств. Команда обеспечена современной материально-технической базой и работает в "чистых комнатах", сертифицированных по стандарту ISO7. А ведущие специалисты имеют степени кандидатов наук и опыт реализации проектов по созданию материалов для фотолитографии, микрочипов и электронного оборудования.

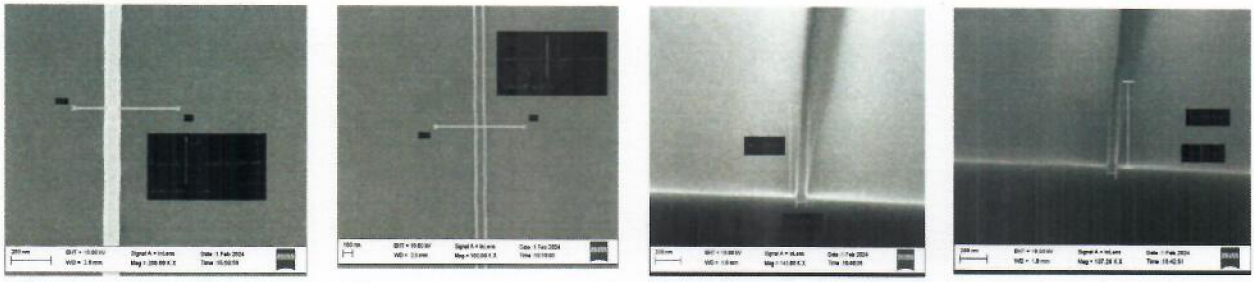
Результаты исследования

Данные по исследованию резиста **HSQ** с целью подбора оптимальных доз представлены на рис. 1. Структуры достаточно четко видны, края структур имеют относительно низкую шероховатость. Оптимальная доза для площади около 400-500 мкКл/см^2, линии SPL начинают проявляться с дозы вдоль линии более 8000 пКл/см, минимальная ширина линии для приведенных параметров нанесения и проявления получается ~39 нм.



(а) (б) (в) (г)

Рис. 1. (а) и (б) результаты экспонирования квадратов, на резисте **HSQ** с дозами 500 мкКл/см^2 и 1000 мкКл/см^2. (в) – дозовый клин. Цифре 1 соответствует доза 500 мкКл/см^2. (г) SPL-линия с дозой 8000 пКл/см. Ширина линии 39 нм.



(а) (б) (в) (г)

Рис. 2. Изображения линий сверху и в скол, полученных на HSQ резисте при дозах вдоль линии (а) и (в) 8000 пКл/см, (б) 32 нКл/см и (г) 12 нКл/см.

Для другого образца, нанесенного с теми же параметрами, было проведено исследование получившей резистивной маски сверху и в скол (рис. 2). На этом рисунке представлены линии, нарисованные в один проход луча с дозами (а) и (в) 8000 пКл/см, (б) 32 нКл/см и (г) 12 нКл/см. Для линии (а) ширина равняется 62 нм, (б) – 100 нм. Для (в) при ширине 62 нм высота резистивной маски получилась 526 нм, что дает высокое значение аспектного соотношения – 8,5. Также высокое аспектное соотношение, получилось для линии с дозой 12 нКл/см – при ширине линии 81 нм её высота 535 нм аспектное соотношение равнялось 6,6.

ЗАВОД ПРОТОН



МИКРОСКОП СКАНИРУЮЩИЙ

ЗОНДОВЫЙ «СММ-2000»

Единственный в мире зондовый микроскоп, летающий в космосе в виде спутника Земли, работающий в перчаточных и горячих камерах атомных реакторов и внутри термоядерного реактора ТОКАМАК.

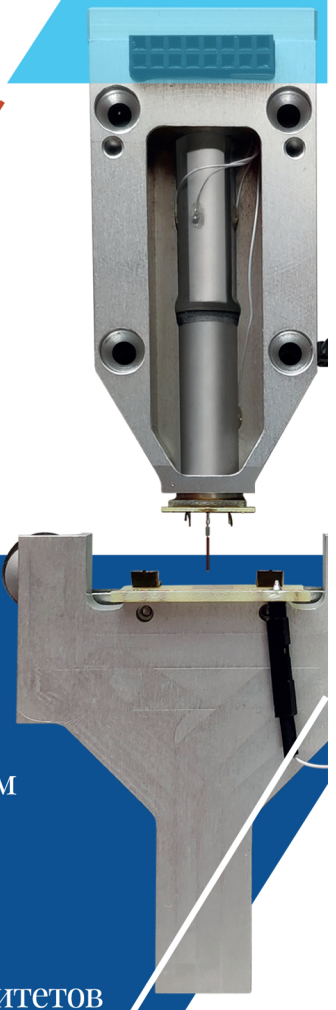


+7 (495) 364-60-93 | z-proton.ru | microscopy.su | b-loginov@mail.ru

ВСТРОЕННАЯ ВИБРОИЗОЛЯЦИЯ И ВЫСОЧАЙШЕЕ РАЗРЕШЕНИЕ

В базовой комплектации показывает атомы пиролитического графита в режиме сканирующей туннельной микроскопии.
Для качественного осмотра малых и больших объектов микроскоп имеет сканеры с разными размерами полей по X/Y/Z.

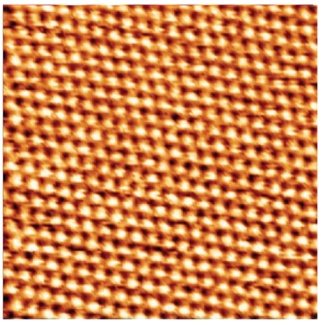
Микроскоп предоставляет уникальную возможность сборки его и разборки — для встраивания в различные системы и для лучшего обучения, выдерживая сборки-разборки до 12 лет в учебных классах



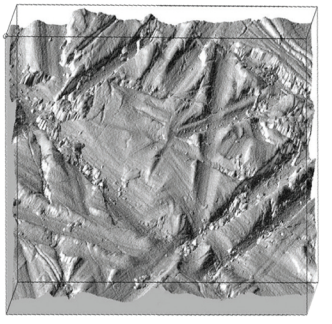
Микроскоп СММ-2000 работает со стандартными зондами-кантилеверами, имеет 3 основных режима сканирующей туннельной, полуконтактной и контактной атомно-силовой микроскопии, а также более 25 дополнительных режимов по снятию карт различных физических характеристик.



- Увеличение от 2 тыс. до 10 млн. крат
- Разрешение вплоть до АТОМОВ
- Трехмерный вид поверхности
- Измерение размеров от 0,2 нм до 40 мкм
- Распределение размеров зерен
- Анализ шероховатости до 0,2 нм
- Техподдержка 24/7 на «микроскоп.su»
- Серийный выпуск в России
- Для точных производств, науки и университетов
- Надежен даже для обучения в школах!



АТОМЫ ПИРОГРАФИТА
кадр 8,8×8,8 нм



ШЛИФ СТАЛИ, кадр 10×10 мкм,
шероховатость Ra = 0,007 мкм

Микроскоп позволяет: отсканировать поверхность в выбранной точке образца, снять образец с микроскопа, воздействовать на образец тем или иным способом, например, напылить, протравить или облучить, обратно установить образец в микроскоп и просканировать ту же с нанометровой точностью ранее выбранную точку на образце.

NanoMagnetics Instruments

Атомные силовые микроскопы и оборудование для изучения эффекта Холла.

NanoMagnetics Instruments Ltd. была организована в мае 1998 года и на данный момент является одним из лидеров в разработке атомных силовых микроскопов и оборудования для изучения эффекта Холла. В 2022 году был выпущен криостат закрытого цикла собственной разработки.



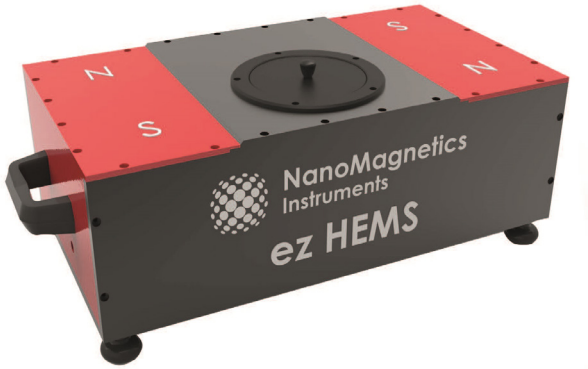
ezAFM & ezAFM+

Простой и надежный;
Большая область сканирования (120x120x40мкм или 40x40x4 мкм);
Установка за 1 час;
Бесплатное ПО с регулярными обновлениями;
Встроенный оптический микроскоп 2мкм резрешения;
Встроенная камера FHD;
Использование универсальных кантилеверов;
Гарантийный и послегарантийный сервис.



Криостаты закрытого цикла

Диапазон температур: 1,3 - 300K;
Магнитное поле: до 14T;
1, 3, 5, 7, 9, 12 и 14T доступные опции магнитного поля;
Размеры образцов: до 49 мм;
± 0,1% однородность поля более 1 см DSV;
Сверхпроводящий источник питания магнита;
Верхняя загрузка криостата/криокулера для доступа пользователя в область магнитного поля;
Послепродажный и послегарантийный сервис высокого уровня.



NanoMagnetics Instruments Ltd. предлагает широкий выбор оборудования для исследований эффекта Холла. Измерения эффекта Холла и магнитостойкость идеально подходят для исследования материалов, разработки продукции и контроля качества. Компания производит 2 модификации оборудования - с постоянными магнитами до 1T и электромагнитами до 2,5T. Возможно применение высокотемпературных и низкотемпературных ячеек.

Официальный дистрибьютор **NanoMagnetics Instruments Ltd.** в РФ
ООО «АКА-ЛОДЖИК»
Московская обл., г.Красногорск, ш.Ильинское, д. 1А.
Тел:+7-969-077-72-72, e-mail: main@aka-logic.ru
https://nanoafm.ru
Оборудование **Bio-Logic** для электрохимических исследований и тестирования батарей.
https://ilpa-tech.ru

«АкадемВак» - Вакуумное оборудование и инжиниринг

Компания «АкадемВак» специализируется на разработке и производстве вакуумного напылительного и прочего технологического оборудования для микроэлектроники, оптики, научных исследований. Основана в 2017 году в Новосибирском Академгородке выпускниками физфака НГУ.

Акцент на тесном общении с клиентами позволяет создавать оборудование, наиболее полно учитывающее специфику конкретной задачи, с учетом всех пожеланий.
В свете ограничения поставок зарубежных систем, видим большой потенциал в области импортозамещения по направлению вакуумного напылительного оборудования (в том числе создание реплик имеющегося современного оборудования), технологических процессов плазмохимического, ионного травления и ионной имплантации.

АкадемВак

Общество с ограниченной ответственностью
«АкадемВак»
Адрес: 630090, г. Новосибирск, ул. Инженерная, д. 20, офис 12
Тел.: +7 (383) 375 04 27
www.academvac.ru
info@academvac.ru

Технологическое оборудование - установки вакуумного напыления



Серия Tabletop - компактные, для R&D
- Помещается на стол
- Обработка одной пластины
- Недорогие



Серия M/T для лабораторий/мелкой серии
- Широкий выбор технологических источников
- Большие возможности конфигурирования
- Опции: интеграция в перчаточный бокс, конфигурация с шлюзом, автоматизация

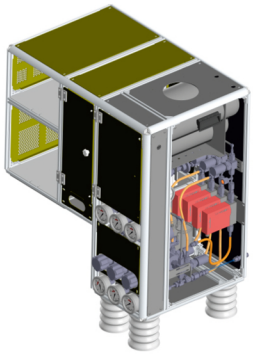


Серия PRO - большая производительность
- Промышленное производство
- Автоматизация техпроцесса, рецепты, контроль доступа, отчёты
- Различные системы контроля процесса

Проектные решения - модернизация, нестандартные вакуумные системы, автоматизация



Установки PECVD, травления
- Обработка одной пластины
- Генератор ВЧ 13,56 МГц
- Многоканальная газоподача с РРГ
- Опции: турбомолекулярный насос



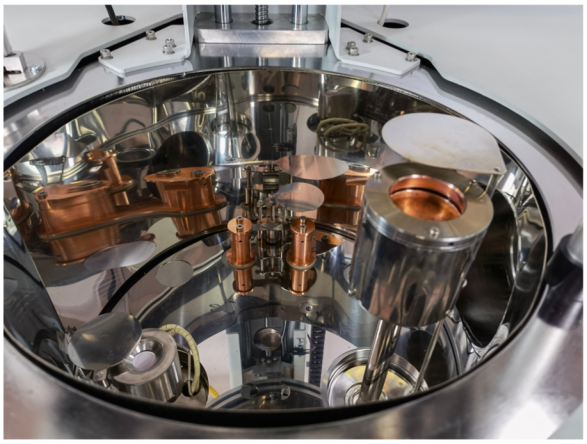
Мультигазовый шкаф установки ионной имплантации
- Исполнение в высоковольтный отсек
- Система управления с ПК
- Коррозионно-стойкие РРГ, 4 канала



Автоматизированные системы управления с ПК
- Управление установкой с экрана ПК в режиме «по одной кнопке»
- Карты техпроцессов, контроль доступа, отчеты
- Автоматизация имеющихся/старых установок



Конфокальное магнетронное напыление



Комбинированная система LTE/термический испаритель/ионная очистка



Ионный источник в работе

ООО «МВЭЙВ» – ведущий производитель сверхвысокочастотной микроэлектроники в России

Производство в России

Работаем под конкретного клиента и поставленную им задачу

Более 20 лет опыта в области высокочастотной электроники

Диапазон частот: 50 — 600 ГГц



Генераторы СВЧ и терагерцовых сигналов

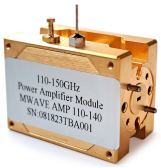
	Частота	Мощность	К-т умножения	Выходной порт
Генератор 50-75 ГГц	50-75 ГГц	+15 дБм	x4	WR15 (UG387)
Генератор 75-110 ГГц	75-110 ГГц	+13 дБм	x6	WR10 (UG387)
Генератор 110-170 ГГц	110-170 ГГц	+3 дБм +10 дБм	x12	WR6 (UG387)
Генератор 170-260 ГГц	170-260 ГГц	+6 дБм	x16	WR4.3 (UG387)
Генератор 180-230 ГГц	180-230 ГГц 190-220 ГГц	+5 дБм +10 дБм	x12	WR4.3 (UG387)
Генератор 220-330 ГГц	220-330 ГГц	+4 дБм	x18	WR3 (UG387)
Генератор 330-500 ГГц	330-500 ГГц	-3 дБм	x36	WR2.2 (UG387)

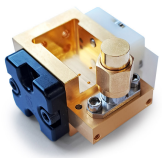
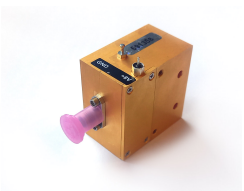
Источники излучения с фиксированной частотой

Частота	**100 ГГц**	**140 ГГц**	**300 ГГц**	**600 ГГц**
Выходная мощность	80 / 180 / 400 мВт / 0.8 Вт	30 / 80 / 180 / 400 мВт	10 / 30 / 50 мВт	2 мВт

Модули СВЧ и миллиметрового диапазона

- Малошумящие СВЧ усилители
- Мощные СВЧ усилители
- Активные СВЧ умножители частоты
- Пассивные СВЧ умножители частоты
- Балансные смесители СВЧ
- Широкополосные аттенюаторы
- Детекторы СВЧ излучения
- Согласованные волноводные нагрузки
- Фарадеевские изоляторы
- Аттенюаторы






ООО «МВЭЙВ»
г. Черноголовка Московской обл. ул. Академика Осипьяна, д.2
www.emwave.ru
Email: info@emwave.ru

УЛЬТРАЧУВСТВИТЕЛЬНЫЕ СВЕРХПРОВОДНИКОВЫЕ ДЕТЕКТОРЫ ОДИНОЧНЫХ ФОТОНОВ

SSPD/SNSPD



- > 90% эффективность системы
- 25 пс временное разрешение
- 50 МГц скорость счета
- Спектральный диапазон от видимого до среднего ИК
- Непрерывная работа в течение нескольких недель

КРИОГЕННОЕ ОБОРУДОВАНИЕ

СВЕРХПРОВОДНИКОВЫЕ БОЛОМЕТРЫ НА ГОРЯЧИХ ЭЛЕКТРОНАХ



- Чувствительность в широком диапазоне частот - от 0.1 до 100 ТГц
- Время отклика ~ 50 пс
- NEP ~ 10^{-14} Вт/Гц$^{1/2}$
- Болометрический и смесительный режимы работы

КРИОСТАТЫ ЗАМКНУТОГО ЦИКЛА ДЛЯ ИССЛЕДОВАНИЙ

- Охлаждение до 0.8К, 2К или 3К
- Оптические, DC и RF эксперименты

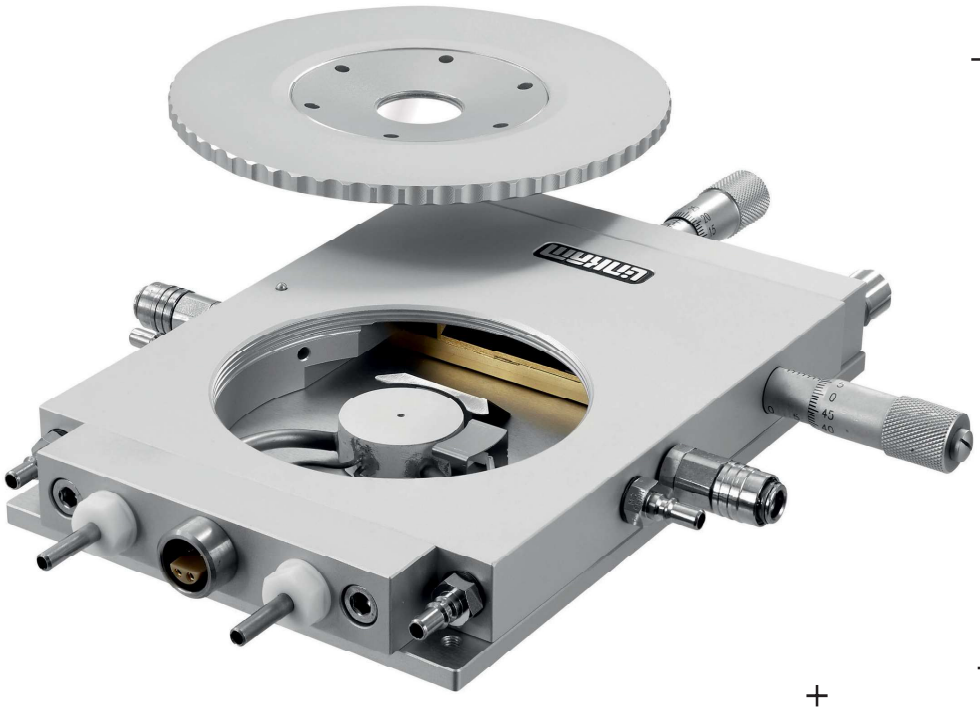
Пожалуйста, свяжитесь с нами для получения дополнительной информации!

SCONTEL

www.scontel.ru
scontel@scontel.ru

УНИВЕРСАЛЬНАЯ СИСТЕМА НАГРЕВА И ОХЛАЖДЕНИЯ

THMS600



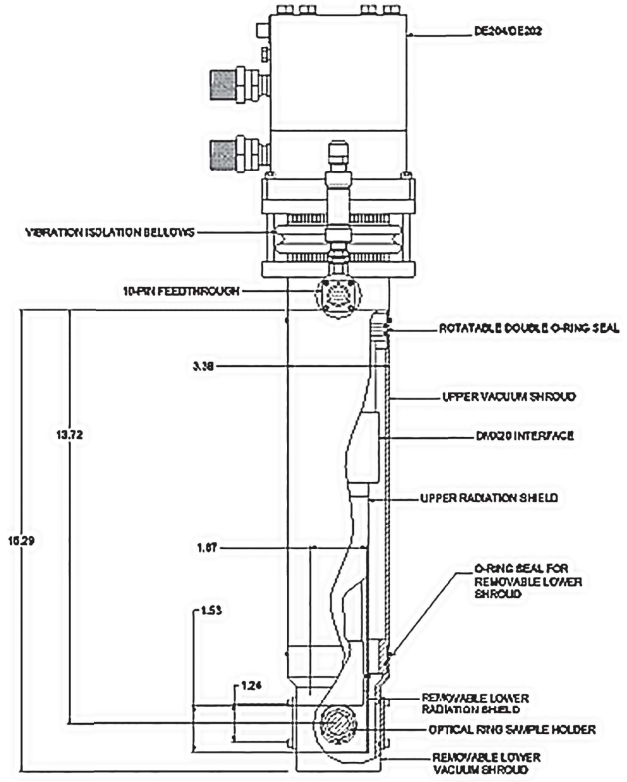
НАГРЕВ И ОХЛАЖДЕНИЕ	ОПТИЧЕСКИЕ МЕТОДЫ	ПЕРЕМЕННАЯ СКОРОСТЬ НАГРЕВА
Диапазон температур от <-195°C до 600°C	Поддержка конфокальной, рамановской, световой микроскопии, рентгенографии и др.	Точный контроль от 0,01°C до 150°C / мин

"НАУКА"

Центр Технического Сопровождения

Адрес: 129626, Россия, Москва, ул. Маломосковская, 22, стр. 1, «Технопарк»
Телефон: +7 (499) 322 06 62
E-mail: info@nauka-shop.ru
www.nauka-shop.ru

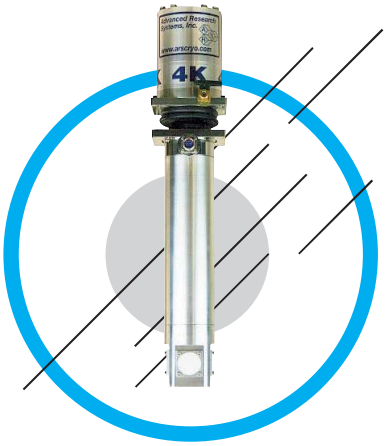
КРИОСТАТЫ ЗАМКНУТОГО ЦИКЛА С ИЗМЕНЯЕМОЙ ТЕМПЕРАТУРОЙ С НИЗКИМ УРОВНЕМ ВИБРАЦИЙ И ПРИМЕНЕНИЕМ РЕЗИНОВОГО СИЛЬФОНА



ПРИНЦИП РАБОТЫ

- Этот инновационный криостат, изготовленный Cryo Industries, работающий по схеме «Образец в вакууме», имеет крайне низкий уровень вибраций благородя конструкции с гибким резиновым сильфоном и теплопередаче через газ. **Результатом является сверхнизкий уровень вибраций образца!**
- Охлаждение для долгой роботы при низких температурах обеспечивается рефрижератором замкнутого цикла, работающим на пульсирующих трубках или по принципу Гиффорда-МакМагона. **Жидкий хладагент не требуется!**
- Стандартная комплектация может быть с различными криостатами: трубчатым, оптическим со сверхвысоким вакуумом и с узким зазором. **Доступные диапазоны рабочих температур вплоть до 3 К.**

- Доступные диапазоны рабочих температур вплоть до 3 К.
- Доступны системы с охлаждающими головками на 10К, 6,5 К и 4 К с различной мощностью охлаждения
- Системы со сверхнизкой вибрацией доступны с четырьмя стационарными опорами и/или мобильной опорой с регулируемым креплением и подъёмным рычагом.



"НАУКА"

Центр Технического Сопровождения

Адрес: 129626, Россия, Москва, ул. Маломосковская, 22, стр. 1, «Технопарк»
Телефон: +7 (499) 322 06 62
E-mail: info@nauka-shop.ru
www.nauka-shop.ru

COLAB.WS

CoLab — это платформа, обеспечивающая удобный доступ к информации о деятельности учёных и лабораторий для их сотрудничества

4000+
учёных

2400+
организаций

370+
лабораторий

560+
конференций

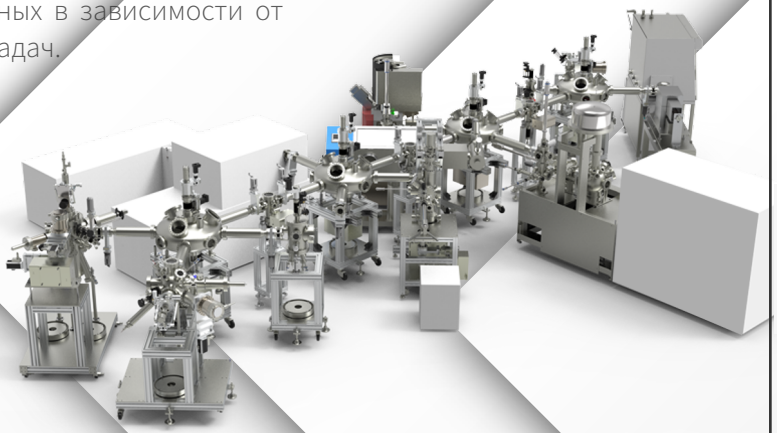
- ✓ Персональная рекомендательная система
- ✓ Статистика публикационной активности и цитируемости для пользователей и организаций
- ✓ Cobalt — поисковик по научной литературе, созданный на основе собственной базы метаданных из 112 млн. публикаций и 1.5 млрд. цитирований

Co
Cobalt

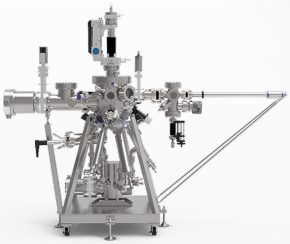
ПЕРЕДОВЫЕ РЕШЕНИЯ

ДЛЯ РОСТА ТОНКИХ ПЛЕНОК

Наша компания обладает полной производственной цепочкой вакуумной промышленности: от вакуумной арматуры до сверхбольших вакуумных систем длиной в десятки метров, сконфигурированных в зависимости от индивидуальных задач.



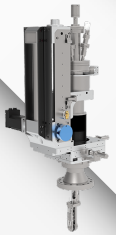
КОМПЛЕКСНЫЕ СИСТЕМЫ



МВЕ СИСТЕМЫ



ЭФФУЗИОННЫЕ ЯЧЕЙКИ



4,5,6-ОСЕВЫЕ МАНИПУЛЯТОРЫ

Для получения дополнительной информации обращайтесь:

ЭкситонАналитик

info@exiton-analytic.ru

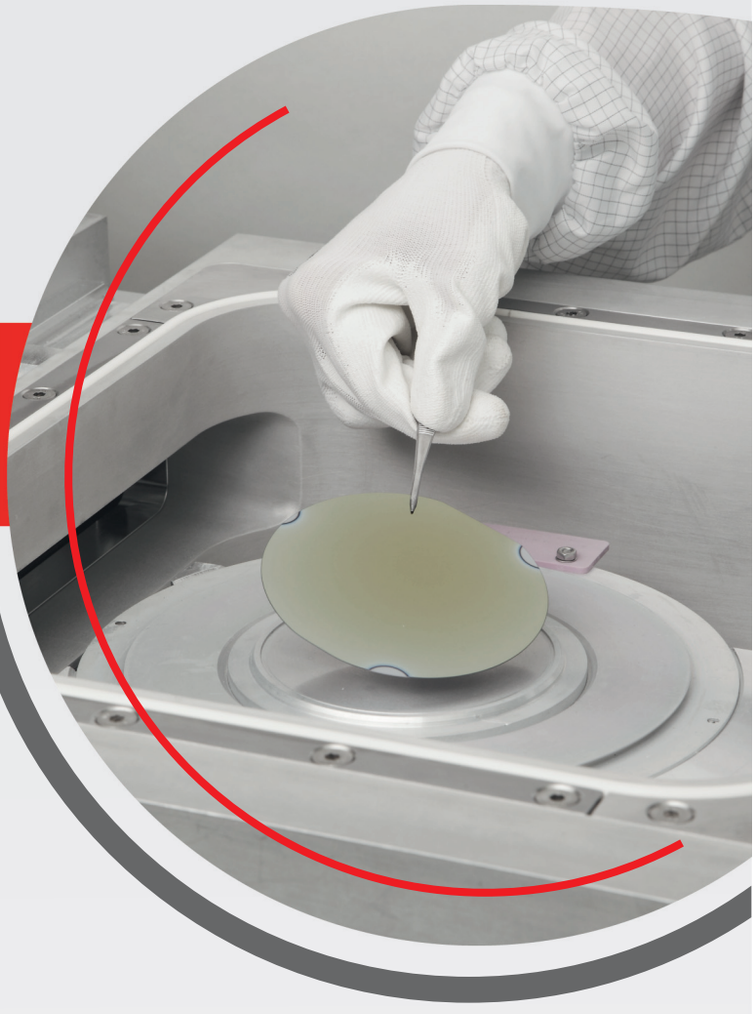
+7 (812) 322-58-99

exiton-analytic.ru

SemiTEq

Акционерное общество
«Научное и технологическое оборудование»

СПЕЦИАЛЬНОЕ ТЕХНОЛОГИЧЕСКОЕ ОБОРУДОВАНИЕ ДЛЯ РАЗРАБОТКИ И ПРОИЗВОДСТВА ЭКБ



Молекулярно-лучевая эпитаксия

A3N | A3B5 | A2B6

Плазмохимическое травление и осаждение

ICP-RIE | RIE | ICP-PECVD | PECVD

Физическое осаждение

Магнетронное распыление
Электронно-лучевое напыление

Быстрый термический отжиг и процессинг



ПРОИЗВОДСТВО И РЕИНЖИНИРИНГ КОМПЛЕКТУЮЩИХ И КЛЮЧЕВЫХ УЗЛОВ

Молекулярные источники
Вводы вращения
Ростовые и линейные манипуляторы

в том числе для установок МЛЭ иностранного производства





СДЕЛАНО В РОССИИ

АО «НТО»
194156, Россия, г. Санкт-Петербург, пр. Энгельса, д. 27
Тел.: +7 (812) 601-06-05, e-mail: sales@semiteq.ru

www.semiteq.ru

Криоприбор

Москва, ул. Расплетина, 11к2
www.cryopribor.ru
+7 (495) 120-70-89, cryopribor@gmail.com

ООО «Криогенные приборы» – это торгово-производственная компания, выполняющая поставки научного оборудования для лабораторий и промышленности почти 15 лет. Основное направление деятельности – производство криостатов для научных исследований. Помимо разработки, проектирования, изготовления и проведения ПНР, мы выполняем гарантийное и постгарантийное сервисное обслуживание криостатов, а также их модернизацию под новые задачи. Наши высококвалифицированные технические специалисты всегда готовы помочь с подбором оборудования, максимально соответствующего требованиям эксперимента заказчика.

Наша компания производит следующее оборудование:



- стандартные компактные заливные азотные криостаты моделей LN-120 и LN-121-SPECTR, прекрасно зарекомендовавших себя на рынке;
- азотные и гелиевые криостаты проточного и замкнутого типа – стандартные либо проектируемые под задачи пользователя;
- гелиевые криостаты замкнутого типа со сниженными вибрациями



- криостаты с образцом в обменном газе;
- криостаты, позволяющие работать на температурах вплоть до 0.3 / 0.9 К;
- сверхпроводящие магниты с отверстием комнатной температуры (RTB) или с камерой переменных температур (VTI), заливные и замкнутого типа, оптические и неоптические;
- переливные устройства для LN_2 и LHe с ЭВТИ и системы выдачи азота;
- криовакуумные камеры и холодные экраны для вакуумных камер, а также температурные столы для вакуумных камер;
- генераторы жидкого азота производительностью от 20 до 300 л/сутки.

Основные типы поставляемого оборудования:



- гелиевые ожижители производительностью от 20 до 200 л/сутки;
- Термостатируемые столики с диапазоном температур -190…+ 1200 ºС;
- сопутствующее оборудование – криогенные провода, температурные датчики, мониторы и контроллеры, источники тока, сосуды Дьюара и др.;
- LN_2 генераторы смесевого типа производительностью от 1 до 50 л/ч;
- турбомолекулярные вакуумные откачные посты, вакуумные датчики и арматура и все сопутствующие товары;
- оборудование для вакуумных систем – сверхвысоковакуумные переносные камеры, системы линейного перемещения (от 1 до 5 осей), высокотемпературные и ионно-лучевые испарители, затворы и др.;
- электромагниты, катушки Гельмгольца и установки на их основе (VSM, системы измерения эффекта Холла, Керра, установки размагничивания);
- оптическое и лазерное оборудование и виброизоляционные столы;
- электрическое измерительное оборудование (мультиметры, источники тока, LCR-метры и т.п.);

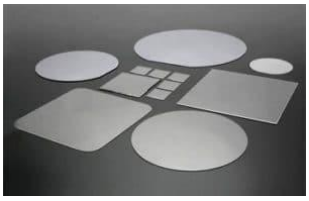




- синхронные усилители с частотным диапазоном до 60 МГц;
- системы перемещения с пьезоприводами;
- оборудование для СВЧ-измерений: детекторы, циркуляторы, изоляторы, коаксиальные провода и т.п.;



- чиллеры и термостабилизаторы – от компактных настольных для лазеров до промышленных систем уличного исполнения;



- оптические компоненты, полупроводниковые подложки, сцинтилляторы, кристаллы для лазеров, окна прозрачности.

Кроме того, мы занимаемся ***выполнением обслуживания криогенных и вакуумных систем***. Наша производственная база имеет все необходимые инструменты, оборудование и ЗИП. Основные выполняемые работы: плановые ТО, диагностика неисправностей, вакуумирование объемов и проверка на течи, обслуживание криорефрижераторов и компрессоров, модернизация оборудования.