# НАНОФИЗИКА И наноэлектроника

# Труды XXV Международного симпозиума

9–12 марта 2021 г., Нижний Новгород

Том 2

Секция 3

Нижний Новгород Издательство Нижегородского госуниверситета им. Н.И. Лобачевского 2021 УДК 538.9 ББК 22.37; 22.33

H-25

Нанофизика и наноэлектроника. Труды XXV Международного симпозиума (Нижний Новгород, 9–12 марта 2021 г.) В 2 т. Том 2. — Нижний Новгород: Изд-во Нижегородского госуниверситета, 2021. — 4Ї € с.

#### 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».

#### Сопредседатели Симпозиума

С.В. Гапонов, академик РАН, ИФМ РАН

3.Ф. Красильник, член-корр. РАН, ИФМ РАН

#### Учёный секретарь Симпозиума

В.В. Румянцев, к.ф.-м.н., ИФМ РАН

#### Программный комитет

А.Ю. Аладышкин, к.ф.-м.н., В.В. Бельков, д.ф.-м.н. И.С. Бурмистров, д.ф.-м.н. В.А. Бушуев, д.ф.-м.н. В.А. Быков, д.т.н. В.А. Волков, д.ф.-м.н. В.И. Гавриленко, д.ф.-м.н. А.Б. Грановский, д.ф.-м.н. К.Н. Ельцов, д.ф.-м.н. С.В. Иванов, д.ф.-м.н. Е.Л. Ивченко, чл.-корр. РАН В.В. Кведер, академик А.В. Латышев, академик А.С. Мельников, д.ф.-м.н. В.Л. Миронов, д.ф.-м.н. С.А. Никитов, чл.-корр. РАН Д.В. Рощупкин, д.ф.-м.н. В.В. Рязанов, д.ф.-м.н. Н.Н. Салащенко, чл.-корр. РАН А.А. Саранин, чл.-корр. РАН В.Б. Тимофеев, академик Ю.А. Филимонов, д.ф.-м.н. А.А. Фраерман, д.ф.-м.н. Д.Р. Хохлов, чл.-корр. РАН А.В. Чаплик, академик Е.В. Чупрунов, д.ф.-м.н. Н.И. Чхало, д.ф.-м.н.

#### Организационный комитет

- М.В. Зорина,
- А.В. Иконников, к.ф.-м.н.,
- Д.А. Камелин,
- Р.С. Малофеев,
- С.В. Морозов, к.ф.-м.н.,
- Е.Н. Садова,
- П.М. Марычев, к.ф.-м.н.,
- А.А. Копасов,
- Е.А. Архипова,

ИФМ РАН, Нижний Новгород ФТИ им. АФ. Иоффе РАН, Санкт-Петербург ИТФ им. Л. Д. Ландау РАН, Черноголовка МГУ, Москва NT-MDT Spectrum Instruments, Москва ИРЭ им. В.А. Котельникова РАН, Москва ИФМ РАН, Н. Новгород МГУ им. М.В. Ломоносова, Москва ИОФ им. А.М. Прохорова РАН, Москва ФТИ им. А.Ф. Иоффе РАН, С.-Петербург ФТИ им. А.Ф. Иоффе РАН, Санкт-Петербург ИФТТ РАН, Черноголовка ИФП СО РАН, Новосибирск ИФМ РАН, Н. Новгород ИФМ РАН, Н. Новгород ИРЭ им. В. А. Котельникова РАН, Москва ИПТМ РАН, Черноголовка ИФТТ РАН, Черноголовка ИФМ РАН, Н. Новгород ИАПУ ДВО РАН, Владивосток ИФТТ РАН, Черноголовка Саратовский филиал ИРЭ РАН, Саратов ИФМ РАН, Н. Новгород МГУ им. М.В. Ломоносова, Москва ИФП СО РАН, Новосибирск ННГУ им. Н.И. Лобачевского, Н. Новгород

ИФМ РАН, Н. Новгород

ИФМ РАН, Н. Новгород МГУ им. М.В. Ломоносова, Москва ИФМ РАН, Н. Новгород ИФМ РАН, Н. Новгород

ББК 22.37; 22.33

- © Нижегородский госуниверситет им. Н.И. Лобачевского, 2021
- © Институт физики микроструктур РАН, 2021

Симпозиум проводится при поддержке

#### Генеральный спонсор симпозиума



Группа компаний HT-MДT Спектрум Инструментс, ntmdt-si.ru

#### Спонсоры симпозиума



Ostec Corporate group ostec-instruments.com



ООО «СПЕКС-ТиАйАй Рус», specs-tii.ru



АО «Завод ПРОТОН (МИЭТ)», z-proton.ru

# NEXT II

# Результаты предельно высокого качества на повседневной основе

- Исследовательский ACM 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™)





Остроконечная структура Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub> полученная с использованием ScanTronic и в ручном режиме



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





# Контроллер HD 2.0

**Spectrum Instruments** 

# Реализует самый широкий набор методов прыжковой атомно-силовой микроскопии

- Неразрушающие исследования мягких, хрупких и плохо зафиксированных объектов
- Быстрые количественные наномеханические и объемносиловые измерения, неразрушающие измерения проводимости, пьезоэлектрического отклика, теплопроводности и термоэлектрических свойств, измерения магнитно-силовой, электростатической, сканирующей емкостной или Кельвинзондовой силовой микроскопией
- Новые возможности картирования в зондово-усиленной спектроскопии комбинационного рассеяния (2D TERS mapping)









Рельеф Адгезия Модуль Юнга Латеральный пьезоотклик Неразрушающее исследование пептидных нанотрубок на основе дифенилаланина методом Прыжковой АСМ. Размер скана: 7×7 мкм

# **ScanTronic**<sup>™</sup>

# Программный модуль ScanTronic: полностью автоматическая настройка сканирования в полуконтактной ACM

- Автоматическая настройка параметров обратной связи, амплитуды колебаний зонда, значения рабочей точки и скорости сканирования
- Выбор режима притяжения или отталкивания
- Сканирование без артефактов парашютирования или их компенсация
- Блестящие изображения рельефа и фазового контраста на образцах любой морфологии



Техника дойдет до такого совершенства, что человек сможет обойтись без себя Станислав Ежи Лец



Остроконечная структура Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub> полученная с использованием ScanTronic и в ручном режиме

# 10 MRM

Массив заготовок ACM зондов



Нитроцеллюлозная мембрана



ДНК-оригами на слюде



#### Узнать больше

www.ntmdt-tips.com







## **NTEGRA II Pro**

Легендарный АСМ для научных исследований, оснащенный всеми новейшими решениями



- Открытая архитектура: потрясающая гибкость системы и широчайшие возможности конфигурирования под конкретную научную задачу
- Все самые современные методы ACM, включая самый широкий набор методов прыжковой микроскопии (HybriD Mode)
- Автоматизация эксперимента благодаря интеллектуальному программному модулю ScanTronic
- Возможность развития до АСМ-Раман систем, систем микроскопии и спектроскопии нанометрового пространственного разрешения в видимом, ИК и ТГц диапазоне



АСМ изображение нейтрофилов на стекле



Доменная структура тонкой пьезоэлектрической пленки



Изображение калибровочной решетки, полученное в конфигурации DualScan™



Карта модуля упругости смеси полистирола (голубой) с полиэтиленом (зелёный)

www.ntmdt-si.com

Узнать больше

www.ntmdt-tips.com

## NTEGRA II Pro - конфигурации и опции



D NT-MDT

**Spectrum Instruments** 

- Измерения в условиях низкого и среднего вакуума
- Измерения в жидкости и в условиях контролируемой атмосферы
- Измерения при приложении внешнего магнитного поля (горизонтального, вертикального)
- Конфигурации для сканирования зондом или образцом, а также конфигурация DualScan
- Доступ внешних устройств к сигналам АСМ
- Широкий выбор источников системы регистрации изгибов кантилевера на основе полупроводниковых лазеров или суперлюминисцентных диодов











МСМ карты иттриевого железного граната до и после приложения латерального магнитного поля



Карта адгезии пленки битума



Поверхность ВОПГ в вакууме



Карта поверхностного потенциала чешуек WS<sub>2</sub> выращенных на эпитаксиальном графене. Изображение получено в вакууме

www.ntmdt-si.com

#### Узнать больше

www.ntmdt-tips.com

# **NTEGRA Spectra II**

🖸 NT-MDT

**Spectrum Instruments** 

#### Многофункциональная автоматизированная система для АСМ-Раман, СБОМ и TERS исследований

- Автоматизированный АСМ высокого разрешения
- Конструктивные решения, оптимизированные для TERS измерений: оптический доступ сверху, снизу и сбоку
- Модульная оптическая система позволяет реализовать любую конфигурацию возбуждения и сбора оптического отклика
- Автоматизированная настройка системы лазер-зонд-фотодиод
- Простая смена длины волны источника излучения оптической системы АСМ
- Легкая и точная настройка объективов
- Сохранность TERS зондов при картировании благодаря использованию HybriD Mode™





Height





PVAC (2839 cm<sup>-1</sup> - 2980 cm<sup>-1</sup>)

PS (3000 cm<sup>-1</sup> - 3140 cm<sup>-1</sup>)

(а) Рамановские спектры поливинилацетата (PVAC) и полистирена (PS), (b) изображение рельефа пленки PS/PVAC. (c)-(d) Рамановские карты полос PVAC и PS

# **NTEGRA** nano IR

# Инфракрасная микроскопия и спектроскопия с нанометровым пространственным разрешением

- Рассеивающая ближнепольная оптическая микроскопия (s-SNOM) в видимом, инфракрасном (ИК) и ТГц диапазонах
- Низкий дрейф и высокая стабильность системы
- Универсальный исследовательский АСМ с полным набором самых современных методов исследования морфологии, наномеханических, электрических и магнитных свойств образца, включая методы прыжковой микроскопии (HybriD Mode<sup>™</sup>)
- Интеллектуальная система ScanTronic<sup>™</sup> обеспечивает оптимальную для получения s-SNOM контрастов настройку режима взаимодействия зонда и образца





Рельеф (а) и р-СБОМ амплитуда (b) решетки Si/SiO<sub>2</sub>







Наложенные на рельеф изображения контрастов отражения при 55 °C (а) и при 67 °C (b),  $\lambda$ = 10.6 мкм. Образец представлен prof. Liu (Stony Brook University, New York, USA)

#### www.ntmdt-si.com

Узнать больше

www.ntmdt-tips.com

# NTEGRA Marlin

**Spectrum Instruments** 

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



АСМ-изображение частиц риновируса



СМИП-изображение клеток карциномы РСЗ предстательной железы человека



СМИП карта модуля упругости живого фибробласта. E=2 Pa..3,4 MPa

# Дайджесты научных статей

Tip-Enhanced Raman Spectroscopy

СМИП-изображение

живого нейрона из

гиппокампа мыши



#### Confocal Raman Microscopy

NT-MDT

#### Scanning Near-Field Optical Microscopy



## Контакты

Центральный офис: 4460, г. Москва, г. Зеленоград, проезд 4922, д. 4 стр. 3, 3 этаж Телефон: + 7 (499) 110-2050 E-mail: info@ntmdt-si.ru



#### www.ntmdt-si.com

Узнать больше

www.ntmdt-tips.com

# The First transparent nanoindenter with Raman

NanoScan Nanomechanical Testers

Raman measurements simultaneously with localized mechanical tests

#### Applications

- Instantaneous determination of the tip vs surface position
- In-situ observation of the surface/coating behavior during the indentation and scratching
- Direct contact area measurements for the improved machanical properties measurement
- In-situ measurement of crack propagation and film delamination
- Raman spectroscopy measurement during the indentation

#### Key NanoScan advantages

- Flexible instrument configuration according to the customer's tasks and budget
- Wide range of loads and displacements in single indentation head
- Automation of measurements (including scripting command language and batch data processing)
- Wide range of methods supplied with default instrument configurations



future's in the making

0

+ 7 (800) 700-65-55 info@ostec-instruments.com

# SPECS

### МОДУЛЬНЫЕ АНАЛИТИЧЕСКИЕ СИСТЕМЫ

✓ Модульные аналитические системы SPM, XPS, PEEM/LEEM, ARPES, NAP-XPS, HAXPES, AES, MBE, UPS, SIMS

✓ Вакуумные компоненты: ионные, электронные, рентгеновские, УФ и плазменные источники



### настольный сэм

✓ Ускоряющее напряжение: 5 кВ, 10 кВ, 15 кВ

✓ Увеличение (в пересчете на отпечаток 128 мм\*96 мм): X10 – X100 000

Режимы визуализации:

<u>Режим высокого вакуума</u>: вторичные электроны, обратно-рассеянные электроны (структура, топографическое или теневое изображения), 3D

<u>Режим низкого вакуума</u>: обратно-рассеянные электроны (структура, топографическое или теневое изображения), 3D

#### СВЕРХВЫСОКОВАКУУМНЫЕ СЗМ UNISOKU

- ✓ Рабочие температуры от 0.04 К до КТ
- ✓ Магнитное поле с индукцией до 15 Тл
- ✓ Давление 3\*10<sup>-8</sup> Па
- ✓ Порты для дополнительных модулей (детектор дифракции, ионная пушка, колонна оптического и электронного микроскопов)
- ✓ Функции AFM, SEM, TERS, MBE, SP-STM
- ✓ Многозондовые СЗМ



SPECS"



www. specs-tii. ru info@specs-tii. ru 123 001, г. Москва, ул. Садовая Б., д. 5 Тел. +7 (495) 920 90 05



# АО «Завод ПРОТОН»

124498, Москва, Зеленоград, пл.Шокина, д.1 +7 (495) 364-60-93 b\_loginov@mail.ru metrology@z-proton.ru www.z-proton.ru www.microscopy.su www.микроскоп.su





## Микроскоп сканирующий зондовый «СММ-2000»

атомное разрешение в STM и AFM, неприхотливость к вибрациям и влажности, высокая надежность, применимость для учебной сборки/разборки в ВУЗ-ах, точность 1 нм выхода на ту же точку при обратной установке образца после его снятия, режимы снятия электропроводности, потенциалов, ёмкости, электро- и фото- люминесценции, фоточувствительности, эл.плотности, трения, адгезии, упругости, теплопроводности, вязкости, намагниченности, чувствительности с коэрцитивной силой, насыщением и остаточным полем по пьезо- и магнитным образцам и т.д., морфологический, фрактальный, Фурье-анализы и анализ шероховатости, регулировка температуры образца от -40°С до +150°С (опция +800°С), стоимость 590 000р., скидки от количества, срок поставки 10 дней, курсы обучения, сервис 10 лет.



UHV-cryo-STM, 5К, 10<sup>-11</sup>мбар



STM/AFM in-situ под магнетронами







Меры ПРО-10 Госреестр №66933-17 Ra от 5нм до 80мкм



Профилометр модели 130 http://prof130.ru Измерение Ra, Rz и ещё 28 параметров шероховатости диапазон по Ra 0,012 – 50 мкм, чувствительность 0,001 мкм длина трассы до 40 мм, 1-14 класс по ГОСТ 2789 Госреестр №33319-13, межповерочный интервал 2 года цена 354 000р., скидки, поставка 20 раб.дней, с обучением



Контурограф модели 220 Измерения длин, углов, радиусов, диаметров и шагов диапазон 220мм (опция 1000мм), чувствительность 0,1мкм погрешость длин 0,2%, углов 0,1°, радиусов 0,1% Госреестр №58193-14, межповерочный интервал 2 года цена 1,9 млн.руб, поставка 30 раб.дней, с обучением

АFM с машиной разрыва

Секция 3

Полупроводниковые наноструктуры: электронные, оптические свойства, методы формирования

# InP-based waveguide frequency doubler for sub-terahertz range radiation sources

#### A.A. Dubinov, V.V. Rumyantsev\*, V.I. Gavrilenko, S.V. Morozov

Institute for Physics of Microstructures of RAS, Nizhny Novgorod, Russia, 603950.

\*rumyantsev@ipmras.ru

The work studies the possibility of frequency doubling in InP:Fe pumped with sub-terahertz radiation. The attainable power of second harmonic is calculated for InP:Fe wafer placed in a parallel plate waveguide. It is shown that despite phase matching may be compromised when the waveguide plates are introduced, there is an optimal configuration providing conversion efficiency up to 4.5% under a moderate power of 1 kW at the fundamental frequency.

#### Introduction

The development of radiation sources for terahertz (THz) region has been one of the major thrusts for the scientific community over several decades. Though a considerable progress in bridging the THz "gap" has been achieved recently [1], it seems narrowband powerful sources operating in continuous wave regime at room temperature are still in demand in the vicinity of 1 THz. Provided with an intense source of sub-THz radiation one may consider "multiplying" the frequency by exploiting the nonlinear susceptibility of solids with low dielectric losses. This approach requires intense sources at the fundamental frequency in sub-THz range, among which there are mainly molecular lasers and gyrotrons. The frequency doubling was investigated in GaAs using CH3F laser and free electron laser as the radiation sources in the spectral ranges of 0.6 - 1.7THz and 4 - 6 THz, respectively [2, 3]. Unfortunately, second order nonlinearity in GaAs is not the strongest one even among A3B5 materials. Recently, InP doped with Fe has been demonstrated to be on par with GaAs structures in terms of losses in sub-THz range (0.2 -0.8 THz) [4]. The second order nonlinearity of InP  $\chi_{(2)}$ =  $345 \times 10^{-10}$  cm/V is estimated to be much higher than in GaAs ( $\chi_{(2)} = 57 \times 10^{-10}$  cm/V). Taking into account a superlinear increase of conversion efficiency with the susceptibility  $\chi$  and the coherence length L, one can expect high-resistivity InP:Fe to be a perspective material for nonlinear frequency conversion in THz range.

#### **Results and discussion**

Consider an InP crystal of thickness d, width W, and length L sandwiched between two metal plates (Fig. 1). If the InP crystal is grown on the (001) plane, and the near-IR modes are TE-polarized and propagate along the [110] direction, the nonlinear polarization in InP is perpendicular to the plane of the layers and excites the doubled frequency radiation in the TM-mode. Indeed, in materials with a zinc blende structure (crystal symmetry T<sub>d</sub>), including InP, the second-order nonlinear dielectric susceptibility tensor is symmetric with respect to the permutation of indices in the coordinate system, where the x', y', z axes are directed along the crystallographic axes [1,0,0], [0,1,0], [0,0,1], respectively. Moreover, only those components in which all three indices are not equal are nonzero. Therefore, this tensor can be described with just one function of frequency.



Fig. 1 The schematic illustration of the considered waveguide

Figure 2 shows the calculated dependence of the second harmonic (SH) power on the InP:Fe wafer thickness d at FW power of 1 kW. For TE mode to exist at the fundamental frequency of  $\omega/2\pi = 263$  GHz the thickness of the wafer should be more than d = 0.168mm. The wafer width W is set to 3 mm corresponding to a reasonable focusing at such fundamental wave (FW) frequencies [5].

The exact value of absorption coefficient for InP:Fe is not well known and is likely to alter for different wafers. However, it is plausible that the absorption coefficient is in the range between 0.1 cm<sup>-1</sup> and 1 cm<sup>-1</sup> [4, 6]. Therefore, Fig. 1 shows the results of calculation for  $\alpha = 0.1$  cm<sup>-1</sup> and  $\alpha = 1$  cm<sup>-1</sup> as two marginal cases. As can be seen, there is a well pronounced maximum in the vicinity of d = 0.215 mm for  $\alpha = 0.1$  cm<sup>-1</sup>. Apparently, it corresponds to the most favorable tradeoff between the FW confinement in the waveguide and the coherence length for the relevant TE and TM modes. The sharp peak implies a good phase matching; therefore for low-loss case  $\alpha = 0.1$  cm<sup>-1</sup> one can expect that the power of SH is carried mainly by one TM mode. Obviously, with increase in absorption, the magnitude of SH power in this maximum decreases and also the optimal wafer thickness becomes slightly larger. The expected conversion efficiency is thus within 0.1 - 5%. Note that the optimal thickness is close to that for widely available substrates with  $d \sim 0.35$  mm.



Fig. 2 SH power vs. InP:Fe wafer thickness d for different absorption coefficients  $\alpha$  at the fundamental frequency of 263 GHz

It is interesting to note that recent experiments with InP:Fe placed inside tapered parallel plate waveguide demonstrated a possibility of frequency doubling in the proposed scheme [7]. The conversion efficiency in this "proof-of-concept" experiment was reasonably low  $4 \times 10^{-5}$  which is probably due to the fact that the problems of optimal wafer thickness and radiation input into the waveguide were not addressed. However, it is well known that the tapered parallel plate waveguide can be designed to have a power reflection of less than 1% and overall transmittance of  $\sim$  50% in terahertz range [8] making it one of the suitable options for the proposed frequency doubler. For relatively high losses with  $\alpha = 1$  cm<sup>-1</sup>, the maximum of the SH power is much less sharper than for the low-loss case. Therefore, the wafer thicknesses allowing one to obtain the SH power within 50% of the maximum value lie in a wide range from 0.2 to 0.65 mm. Such thicknesses also facilitate

cooling of the nonlinear crystal sandwiched between the metal plates of the waveguide.

#### Conclusion

To conclude, our results show that implementing a simple parallel plate waveguide to increase the sub-THz wave intensity has a good prospect in regard to frequency doubling in InP:Fe crystals. The calculation of attainable second harmonic power is provided for existent gyrotron setups with a moderate power of 1 kW and fundamental frequency of 263 GHz [5]. Despite the phase matching between SH and FW may be compromised when the waveguide plates are introduced, there is an optimal configuration providing conversion efficiency comparable with estimation for bulk InP:Fe [9]. Even for the worst case scenario a conversion efficiency of  $\sim 0.5\%$  seems feasible, making such frequency doubler a watt-class device at a moderate FW power of 1 kW, achievable in CW regime for stateof-the-art gyrotrons in sub-THz range.

The work was supported by Russian Science Foundation grant #18-79-10112.

#### Литература

- Lewis R.A. // Journal of Physics D: Applied Physics, 2014. 47(37): p. 374001.
- Dekorsy T., et al. // Phys Rev Lett, 2003. 90(5): p. 055508.
- Mayer A. and Keilmann F. // Physical Review B, 1986. 33(10): p. 6954-6961.
- Alyabyeva L.N., *et al.* // Scientific Reports, 2017. 7(1): p. 7360.
- Vodopyanov A.V., *et al.* // Vacuum, 2017. 145: p. 340-346.
- Maremyanin K.V., *et al.* // Semiconductors, 2020. 54(9): p. 1069-1074.
- Rumyantsev V.V., et al. Doubling of gyrotron radiation frequency due to nonlinear susceptibility in InP:Fe. in XXIV International Symposium Nanophysics and Nanoelectronics, 10-13 March 2020, Nizhny Novgorod, Russia 2020. Nizhny Novgorod: Lobachevsky State University.
- Nishida A., *et al.* // Rev Sci Instrum, 2012. 83(4): p. 045104.
- Rumyantsev V.V., *et al.* // Semiconductors, 2019. 53(9): p. 1217-1221.

# Long-wavelength stimulated emission from heterostructures with HgTe/CdHgTe QWs

M.A. Fadeev<sup>1,3</sup>, A.A. Dubinov<sup>1,2</sup>, V.V. Utochkin<sup>1,2</sup>, V.Ya. Aleshkin<sup>1,2</sup>, V.V. Rumyantsev<sup>1,2</sup>, N.N. Mikhailov<sup>4,5</sup>, S.A. Dvoretskii<sup>4</sup>, S.V. Morozov<sup>1,2</sup>, V.I. Gavrilenko<sup>1,2</sup>, F.Teppe<sup>3</sup>

<sup>1</sup> Institute for Physics of Microstructures of Russian Academy of Sciences, Nizhny Novgorod, 603950, Russia

<sup>2</sup> Lobachevsky State University, Nizhny Novgorod, 603950, Russia

<sup>3</sup>L2C, UMR CNRS 5221, Montpellier University, 34095 Montpellier, France

<sup>4</sup> A.V. Rzhanov Institute of Semiconductor Physics, Siberian Branch of Russian Academy of Sciences, Novosibirsk, 630090, Russia

\*fadeev@ipmras.ru

Stimulated emission at wavelengths up to 24  $\mu$ m (12.5 THz) and down to 2.5  $\mu$ m is demonstrated from HgCdTe quantum well heterostructures. Non-radiative Auger recombination is show to be mitigated due to relativistic energy spectrum. In the short wavelength range SE down to 3.5  $\mu$ m is demonstrated at temperatures available with Peltier coolers and at room temperature at 2.5  $\mu$ m.

#### Introduction

Heterostructures with HgTe/CdHgTe quantum wells (QWs) are in a spotlight of the modern semiconductor physics for several reasons. First, HgCdTe is indispensible material for the industry of infrared detectors. Second, HgTe/CdHgTe QWs exhibit a number of remarkable fundamental effects such as quantum spin Hall effect. Third, these structures were shown to be promising for applications in the field of infrared (IR) emission.

Currently mid- and far- IR spectral range lacks compact and efficient radiation sources. Quantum cascade lasers (QCLs) demonstrate remarkable figures of merit in the range between 1 and 5 THz and above 15 THz [1], but between 5 and 15 THz their characteristics drastically drop due to strong phonon absorption. Interband lasers could be a straightforward alternative, but their realization requires narrow-gap materials with low optical phonon frequencies. Solid solution of HgCdTe meets these requirements but, in order to achieve gain one needs to overcome high rate of Auger recombination (AR). This can be done in Hg<sub>1</sub>.  ${}_xCd_xTe/Cd_yHg_{1-y}Te$  QWs, for which AR is suppressed due to "symmetry" of electron and hole energymomentum laws [2, 3].

Here we present recent results on SE in the longwavelength end of mid-/far-IR range as well as on the SE in the opposite short wavelength end of mid IR range approaching room temperature and discuss the possible routes for their improvement.

#### Materials and methods

Studied structures were grown by molecular beam epitaxy on semi-insulating GaAs(013) substrates with ZnTe/CdTe buffers [4]. 8x8 mm-sized samples were cleaved from structure for optical measurements. Due to specific growth direction natural chips do not form resonator so, the SE results from single-pass amplification. The samples were mounted on the cold finger of a closed-cycle helium cryostat (T = 8-300 K). During the SE studies we excited the sample from the top either by pulsed (100 ns, 10 Hz) CO2 laser or pulsed (10 ns, 10 Hz) optical parametric source ( $\lambda_{exc} = 1.2 - 2.3 \mu m$ ). SE was collected from the sample's facet and guided to the FTIR spectrometer Bruker Vertex 80v operating in step scan mode [2, 5]. Emission was detected with silicon bolometer (4.2 K) and liquid-nitrogen-cooled MCT photovoltaic. Calculations of the band structures were performed in the framework of Kane 8\*8 Hamiltonian axial model, allowing us to determine the width and Cd content for each QW.

#### Results and discussion

One of the most important parameters that determines the practical importance of the results is the critical temperature (CT) of SE, the temperature above which SE can not be obtained. Fig. 1a) plots the CT of the studied structures as a function of the wavelength of SE. Typical stimulated emission (SE) spectra are given in Fig. 1(b). Although the optimal design of the studied heterostructures yet to be reached, general trend shows that CT decreases with wavelength which aligns well with the established consensus of increasing role of Auger recombination in narrow-gap semiconductors. At the same time overall dependence can be divided in tree characteristic regions. Below 6  $\mu$ m CT weakly depends on the wavelength and is arguably determined by non-radiative transitions involving excited states in the QWs and in the barrier layers [5]. From 6 to 25  $\mu$ m the CT is due to the competition between radiative and Auger recombination in the first electron and hole subbands. Above 25  $\mu$ m lies the third region which is distinct from the first two because approximately at this point optical losses in the waveguide start playing significant role in development of SE, whereas below 25  $\mu$ m their impact can be neglected. It should be noted that although SE was obtained at the wavelength of 25  $\mu$ m at 8K, this value does not represent the CT for the studied structure. In fact SE was obtained up to 70 K but as the bandgap of the studied heterostructures increases with temperature its wavelength was 20  $\mu$ m.



**Fig. 1.** a) The maximum temperature of SE obtained for different HgTe/HgCdTe waveguide heterostructures in the wavelength range from 2.5 to 25 um. b) spectra of SE obtained at critical temperature

The losses in the waveguide result from free carrier absorption, lattice absorption in HgCdTe heterostructure and GaAs substrate and the leak of the radiation into the substrate due to weak optical confinement. These losses can be managed almost independently from the design of the active region by varying the thickness and composition of the waveguide layers, choice of the substrate and buffer. Calculations of the absorption coefficient divided by optical confinement factor versus the photon energy for different waveguide designs are presented in Figure 2. As one can see the region between 38 and 41 meV is characterized by losses, which are smaller than gain achieved at nonequilibrium carrier concentration of 2\*10<sup>11</sup> cm<sup>-2</sup>. Losses rapidly increase below 35 meV due to strong absorption in HgCdTe, thus the maximum wavelength of SE in this region is limited by the available gain, which can be increased by increasing the number of QWs in the active region.



**Fig. 2.** Comparison of the gain and loss values depending on the carrier concentration in the QW for several designs of dielectric waveguides

#### Acknowledgments

The work was sponsored by Ministry of Science and Higher Education of the Russian Federation (World-Level Research Center program, agreement № 075-15-2020-906).

#### References

- Vitiello M.S., Scalari G., Williams B. and De Natale P. // Opt. Express, vol. 23, pp. 5167-5182, 2015.
- Morozov S.V., Rumyantsev V.V., Fadeev M.A., Zholudev M.S., Kudryavtsev K.E., Antonov A.V., Kadykov A.M., Dubinov A.A., Mikhailov N.N., Dvoretsky S.A., and Gavrilenko V.I. // Appl. Phys. Lett., 2017. 111(19): p. 192101.
- Morozov S.V., Rumyantsev V.V., Kadykov A.M., Dubinov A.A., Kudryavtsev K.E., Antonov A.V., Mikhailov N.N., Dvoretskii S.A., Gavrilenko V.I. // Appl. Phys. Lett., 2016, Vol. 108, P. 092104.
- Mikhailov N.N., Smirnov R.N., Dvoretsky S.A., Sidorov G.Yu., Shvets V.A., Spesivtsev E.V. and Rykhlitski S.V. // Int. J. Nanotechnol., vol. 3, pp. 120-130, 2006.
- Kudryavtsev K.E., Rumyantsev V.V., Aleshkin V.Ya., Dubinov A.A., Utochkin V.V., Fadeev M.A., Mikhailov N.N., Alymov G., Svintsov D., Gavrilenko V.I., Morozov S.V. // Appl. Phys. Lett., Vol. 117, pp. 083103, 2020.

# THz radiation induced optoelectronic phenomena in Dirac fermion systems

#### S.D. Ganichev<sup>1,\*</sup>

<sup>1</sup> Terahertz Center, University of Regensburg, 93051 Regensburg, Germany.

\*sergey.ganichev@ur.de

The paper overviews experimental and theoretical studies of photogalvanic (PGE) and photon drag effects induced in various in threedimensional (3D) and 2D topological insulators (TI) by polarized infrared/terahertz (IR/THz) radiation.

#### Introduction

Photocurrent spectroscopy has been proven to be an important tool to study low-dimensional semiconductors and graphene, see for recent reviews [1-3]. In last several years it has been demonstrated that photogalvanics and photon drag effect can also be efficiently used for probing topological surface and edge states, for reviews see [1, 4, 5]. The effects have already been demonstrated for different systems, including Bi<sub>1-x</sub>Sb<sub>x</sub>Te 3D TIs, HgTe-based 2D and 3D TIs, and bulk Hg<sub>x</sub>Cd<sub>1-x</sub>Te films with large value of x. Further tool to study TI states yields magneto-PGE, particularly the cyclotron resonance assisted current observed in HgTe-based TIs [1]. Several examples for the characteristics determined by applying photocurrents are: Fermi velocity, the cyclotron masses as a function of carrier density and temperature, the orientation of surface domains in 3D TIs, and the surface state mobility. An important advantage of photogalvanic effects is that, due to symmetry arguments, they can be used to probe selectively the surface states of most 3D TIs. A possibility to probe selectively the surface states even at room temperature is particularly helpful in the search for novel 3D TIs in which transport experiments are often handicapped by a residual bulk charge carrier density.

Here we present the state-of-the-art of this subject, including both recent advances and well-established results. Various physical mechanisms of PGE and photon drag effects in TI systems will be described including experimental achievements, phenomenological description, models visualizing physics of nonlinear responses, and microscopic theory of individual effects. We also introduce cyclotron resonance induced photocurrents in surface states of 3D Tis.

#### Methods and some results

To cover the wide range of frequencies numerous sources of continuous wave and pulsed infrared/terahertz laser radiation were applied including optically pumped pulsed and *cw* molecular THz lasers, free electron lasers, quantum cascade lasers as well as Q-switched and TEA CO<sub>2</sub> lasers. The lasers operated at single frequencies in the range of  $f \approx 0.6$  to 60 THz (photon energies from  $\hbar \omega = 2.5$  to 250 meV).

The induced photocurrents were detected as a voltage drop across load resistors. The signals were recorded either with GHz oscilloscopes, in the case of pulsed laser systems, or with lock-in technique, in the case of modulated *cw* radiation. To vary polarization state requiring for study of circular and linear photogalvanic effects lambda quart and half plates have been used. Further methods to study photocurrents applies ultrafast infrared pulses and THz emission spectroscopy.

Experiments on HgTe-based 2D TI demonstrated that in HgTe QWs with inverted band structure illumination with circularly polarized terahertz radiation results in the generation of helical edge photogalvanic currents [1, 5]. The corresponding transport measurements demonstrate ballistic transport along the edge channels over a distance of 7 µm: For a certain range of the applied gate voltage, corresponding to the position of the Fermi level in the gap, the conductance has a constant value of  $2e^{2}/h$ . Illuminating the sample with circularly polarized THz radiation and picking-up the signal along the edge, we detected a photocurrent whose direction reverses by switching the radiation polarization from right- to lefthanded, and behaves vice versa at the opposite edges. The photocurrent is detected for a wide range of gate voltages and reverses the sign twice upon variation of the gate voltage, see Fig. 1(a). A microscopic model, see Fig. 1(c), shows that the selective excitation of spin states in the 2D TI helical edge states causes an imbalance of electron distribution between positive and negative wavevectors. Consequently, this results in a dc electric current. The developed theory describes well the photocurrent excited in helical edge states.



**Fig. 1.** (a) Circular edge photocurrent in HgTe 2D TI b) Microscopic origin of the helical photocurrent



**Fig. 2.** Frequency dependence of the photocurrent amplitude measured for  $(Bi_{0.06}Sb_{0.94})_2$ Te<sub>3</sub>. Solid line shows calculated PGE due to Drude absorption. Dashed line is guide for eye, demonstrating the observed deviation of photocurrent amplitude from the Drude-like behavior

A photocurrent excited by normal incident linearly polarized radiation was detected in very different  $Bi_{1-x}Sb_xTe$  - based 3D TIs in a wide frequency range from fractions of THz up to tens of THz. It is characterized by the same overall behavior: it scales quadratically with the radiation electric field, has a response time of picoseconds or less, and exhibits a characteristic polarization dependence. Figures 2 shows exemplary the frequency dependence of the photocurrent. To distinguish between PGE and photon drag effects we applied front and back illumination. By that the PGE remains unchanged while the photon drag current reverses its sign.

In 3D TIs based on strained HgTe films the strain opens a gap in the otherwise gapless HgTe which, together with the high quality of the material, allows one to obtain insulation in the bulk and study surface charge transport only. Figure 3 shows cyclotron resonance induced photocurrents generated in the surface states of a strained HgTe film sandwiched between thin Cd<sub>0.65</sub>Hg<sub>0.35</sub>Te layers acting as capping and buffer layers. Curved arrows in Fig. 3(a) indicate processes of carrier scattering. Their different thicknesses depict different scattering rates for the states with oppositely oriented spins due to an asymmetric correction caused by the mixing of electron states by the magnetic field. The asymmetry of carrier scattering in the momentum space leads to an electric current generation. Apart 3D TI cyclotron resonance induced photocurrent has been observed in HgTe quantum wells of critical thickness characterized by Dirac linear dispersion.



**Fig. 3.** a) Microscopic origin of the cyclotron resonance induced spin photocurrent in 3D TI materials. b) Magnetic field dependence of the photocurrent excited by circularly polarized THz radiation in a strained 80-nm HgTe 3D film. The numbers indicate applied gate voltages

#### Summary

Several novel opto-electronic phenomena excited by terahertz/infrared radiation in topological insulator systems have been observed and studied in details. Developed microscopic theories of individual effects describe well the experimental data. Finally, from an application point of view, we believe that the described effects will come in useful for material characterization as well as new nonlinear devices, in particular ultrafast terahertz radiation detectors.

#### References

- Ivchenko E.L. and Ganichev S.D. // in Spin Physics in Semiconductors, (Springer 2008, 2nd edition 2017).
- Glazov M.M. and Ganichev S.D. // Physic Reports 535, 101 (2014).
- Ganichev S.D., Weiss D. and Eroms J. // Annalen der Physik 529, 1600406 (2017).
- Plank H. and Ganichev S.D. // Solid-State Electronics 147, 44 (2018).
- Durnev M.V. and Tarasenko S.A. // Ann. Phys. (Berlin) 1800418 (2019).

### THz heterodyne technology for airand spaceborne applications

#### H.-W. Hübers<sup>1, 2</sup>, H. Richter<sup>1</sup>, A. Semenov<sup>1</sup>, M. Wienold<sup>1</sup>

<sup>1</sup> Institute of Optical Sensor Systems, German Aerospace Center (DLR), Rutherfordstr. 2, 12489 Berlin, Germany. <sup>2</sup> Department of Physics, Humboldt-Universität zu Berlin, Newtonstr. 5, 12489 Berlin, German

Nanoelectronic devices, namely superconducting hot-electron bolometer mixers and quantum-cascade lasers have enabled the exploration of the terahertz (THz) frequency range with unprecedented spectral resolution and sensitivity. We will report on recent technological developments and novel THz heterodyne spectrometers for future balloon- and spaceborne applications in particular in atmospheric sciences.

#### Introduction

High-resolution terahertz (THz) spectroscopy is a very important technique for the detection of molecules and atoms, since they exhibit characteristic, fingerprint-like absorption or emission spectra in the THz spectral region. In the case of molecules, these absorption or emission lines originate from transitions between rotational states, while they result from fine-structure transitions within a multiplet of orbital angular momentum states in the case of atoms. More than 200 molecular and atomic species have been detected in space, many of them through their THz spectra [1]. Similarly, molecules and atoms that are important for monitoring and understanding the atmosphere of the Earth and other planets can be detected. For example, the hydroxyl radical (OH), which plays a key role in the chemistry of the stratosphere, has rotational transitions at about 2.5 and 3.5 THz. One particularly important species is atomic oxygen which is a major component of the interstellar medium and the main constituent of the mesosphere and lower thermosphere (MLT) of the Earth. It can be traced by measuring the emission from its fine-structure transition at 4.7 THz. THz heterodyne spectroscopy is the only technique which provides the required spectral resolution of around 1 MHz.



Fig. 1. Scheme of a THz heterodyne spectrometer

In a heterodyne spectrometer, a weak THz signal is detected by generating an intermediate frequency (IF), which is the difference frequency of the signal radiation and the radiation from a local oscillator (LO), in a nonlinear device, the so-called mixer. The IF signal is amplified, and the IF spectrum, which is a one-toone replica of the THz spectrum, is recorded by a socalled back-end spectrometer, for example a digital fast Fourier transform spectrometer. We will focus on two nanoelectronic devices which are enabling technologies for high-sensitivity THz heterodyne spectrometers as required in astronomy and atmospheric sciences. These are superconducting hot-electron bolometric mixers (HEBs) and quantum-cascade lasers as LOs [2, 3].

In our contribution we will describe the state-of-the-art of NbN HEB mixers and THz QCLs as LO. This is followed by a description of heterodyne spectrometers, which are equipped with these nanostructured devices, namely GREAT, the German REceiver for Astronomy at Terahertz frequencies, and OSAS-B (Optical Spectrometer for Atmospheric Science – Balloon). GREAT is used on board of SOFIA (Stratospheric Observatory for Infrared Astronomy) and OSAS-B will be a balloon- borne heterodyne spectrometer for remote sensing of atomic oxygen in the atmosphere of Earth. Finally, we will discuss prospects of THz heterodyne technology.

#### NbN hot electron bolometer mixer

Because of their sensitivity, NbN HEB mixers are the first choice for heterodyne spectroscopy above ~1.4 THz, provided cryogenic cooling is possible. NbN films for HEBs are deposited on a dielectric (typically high resistivity >10 k $\Omega$  cm silicon) by dc reactive magnetron sputtering [4]. After processing, the superconducting transition temperature is ~9 K and the transition width is ~0.5 K. The superconducting bridge is defined by means of electron beam lithography. Its length varies between 0.1 and 0.4 µm and the width between 1 and 4 µm. HEB mixers can be made either

Том 2

in a waveguide configuration with a horn antenna or as quasi-optical mixers. In this design, the superconducting microbridge is embedded in a planar antenna, for example, a twinslot or a logarithmic spiral antenna. The substrate with the feed antenna and the microbridge is mounted to the reverse side of a hyperhemispherical or elliptical silicon lens. The reflection loss at the lens surface is minimized with a quarterwavelength antireflection coating from Parylene. With this design, antenna patterns with good Gaussicity and directivity as well as low sidelobes can be generated [5].

#### Quantum-cascade laser local oscillator

QCLs are the only radiation sources which comply with the requirements of a local oscillator above 3 THz. First of all, QCLs deliver sufficient output power on the order of several mW. Second, the emission frequency is very well-defined, stable and tunable. Third, the beam profile can be trans-formed into an approximately Gaussian shape with M2 values of about 1.2. In 2014, the first THz QCL LO became operational as part of the GREAT heterodyne spectrometer [3]. The LO has been developed for observations of the atomic oxygen emission at 4.7 THz. It combines a QCL with a compact, low-input power Stirling cooler. The QCL exhibits continuouswave operation, high output power (up to 2 mW), and low electrical pump power (less than 2 W). The QCL has a lateral distributed feedback grating, which is optimized for 4.745 THz and allows for single-mode emission over most of the driving current range of the laser. The beam is emitted through one of the end facets of a single-plasmon waveguide and formed with dedicated optics and a spatial filter into an almost Gaussian profile. Frequency stabilization on the order of 1 MHz is achieved by a high-precision control of the driving current and the heat sink temperature of the QCL. Since 2014, the LO is routinely used.

#### THz heterodyne spectrometers for atmospheric sciences

The first spectrally resolved measurements of atomic oxygen in the atmosphere of Earth have been made with GREAT on board of SOFIA. It has two frequency channels, one of them at 4.7 THz, The mixer is a NbN HEB mounted in a waveguide and the LO is based on a QCL. The backend spectrometer is a digital fast Fourier transform spectrometer. The single-sideband noise temperature at 4.7 THz is 2200 K, enabling a measurement time of 19 s per spectrum and an IF bandwidth ranging from 0.2 to 2.5 GHz with a spectral resolution as low as 76 kHz. A typical spectrum is shown in Fig. 2. Based on a radiative transfer model concentration profiles of atomic oxygen in the MLT can be obtained [6].



**Fig. 2.** Measured spectrum (black) of atomic oxygen and calculated spectrum (red) using a radiative transfer code

The calibration accuracy of the atomic oxygen measurements with GREA/SOFIA is limited by absorption from stratospheric water vapor, which is not known precisely. To overcome this limitation, DLR is developing a balloon-borne 4.7-THz heterodyne spectrometer, called OSAS-B (Optical Spectrometer for Atmospheric Sciences - Balloon). Fig. 3 depicts a CAD drawing of it. The instrument is based on a dewar with a liquid helium and a solid nitrogen stage. The front-end is heliumcooled and comprises a quasioptical NbN HEB mixer with a planar log-spiral antenna fabricated at Moscow State Pedagogical University [4, 5] and a cryogenic low- noise amplifier. The QCL LO sits on the solid nitrogen stage. The Si lens of the quasi-optical HEB mixer will allow for an angular resolution of 30'. A rotatable mirror will enable measurements of the atomic oxygen emission for different elevation angles as well as measurements of a blackbody source, used for radiometric calibration. The back-end comprises a warm amplifier chain for optimizing the signal level at the IF signal and a digital Fourier transform spectrometer based on a fast analogto-digital converter and a field programmable gate array. A Raspberry Pi enables the remote control of the system. The total weight of the instrument will be approximately 60 kg, which allows for combinations with other instruments on a typical 150-kg payload gondola as provided by the European HEMERA program.



Fig. 3. CAD drawing of OSAS-B

# Outlook: Spaceborne THz heterodyne spectrometer for atmospheric science

In order to obtain global coverage of atomic oxygen concentrations and to monitor annual variations a space- borne mission is required. As a first step towards its realization, a small satellite study has been performed at DLR. The proposed science payload is a dual frequency heterodyne spectrometer. The lowfrequency channel is centered at the 2.06 THz finestructure transition of atomic oxygen and the highfrequency channel is centered at its 4.7-THz finestructure transition. The low frequency channel has a Schottky diode mixer with a multiplied microwave oscillator as LO. The high-frequency channel is based on a Schottky diode mixer and a QCL as LO. The back-end is a digital fast Fourier spectrometer. To provide complete atomic oxygen mapping of the Earth plus characterization of particular areas of interest, the spacecraft orbit shall allow the observation of the MLT at different local times during the planned mission duration of 24 months. Five solar array panels will

provide up to 260 W electrical power required by the entire spacecraft for this challenging mission. The total mass of the spacecraft (fig. 4) has been estimated at approx. 240 kg with the 50 kg instrument payload.



Figure 4. Scheme of the small satellite for measuring atomic oxygen in the MLT. The heterodyne spectrometer (OSAS) is located below the deployed solar panels and the satellite bus at the bottom

#### References

- Schlemmer S. // Frontiers and Advances in Molecular Spectroscopy, 471 (Elsevier Science, Amsterdam, 2018).
- Gershenzon E.M., Gershenzon M.E., Gol'tsman G.N., Lyul'kin A.M., Semenov A.D. and Sergeev A.V. // Sov. Phys. Tech. Phys. 34, 195–201 (1989).
- Richter H., Wienold M., Schrottke L., Biermann K., Grahn H.T. and Hübers H.-W. // IEEE Trans. Tera hertz Sci. Technol. 5, 539–545 (2015).
- Voronov A.B., Gol'tsman G., Gershenzon E., Seidman L., Gubkina T. and Siomash V. // Fiz. Cim. Tekh., 7, 1097–1100 (1994).
- Semenov A.D., Richter H., Hübers H.-W., Günther B., Smirnov A., Smirnov K., I'lin K. and Siegel M. // IEEE Trans. Microw. Theory Tech., 55, 239–247 (2007).
- Richter H., Buchbender C., Güsten R., Higgins R., Stutzki J., Wiesemeyer H. and Hübers H.-W. // To appear in Communications Earth & Environment (Jan. 2021).

# Graphene plasmonic terahertz laser transistors-concepts, physics, and experiments

#### T. Otsuji<sup>1\*</sup>

<sup>1</sup>Research Institute of Electrical Communication, Tohoku University, 2-1-1 Katahira, Aoba-ku, Sendai, 9808577, Japan.

\*otsuji@riec.tohoku.ac.jp

This paper reviews recent advances in the research on graphene plasmonic terahertz laser transistors. The device concepts, related physics, and experiments are discussed.

#### Introduction

Graphene has attracted considerable attention due to its relativistic Dirac Fermions as well as strong light-matter interactions via plasmon-polaritons. Linear and gapless energy spectrum of graphene carriers enables population inversion under optical and electrical pumping, giving rise to gain in a wide THz frequency range [1]. We first theoretically discovered this phenomena and resultant THz gain and recently demonstrated several experimental observation of current-injection THz lasing and amplification. In this paper, recent advances in the research on graphene plasmonic terahertz laser transistors are reviewed.

#### **Concepts and Physics**

Carrier-injection pumping of graphene can also enable negative-dynamic conductivity in the terahertz (THz) range, leading to new types of THz lasers [2]. The dualgate graphene channel transistor (DG-GFET) structure serves carrier population inversion in the lateral p-i-n junctions under complementary dual-gate biased and forward drain biased conditions, promoting spontaneous incoherent THz light emission. A laser cavity structure implemented in the gain area can transcend the incoherent light emission to the single-mode lasing [3].

To increase the operating temperature and lasing radiation intensity, further enhancement of the THz gain and the cavity Q factor are mandatory. Plasmonic metasurface structures promoting the super-radiance [4] and/or instabilities [5] are promising for giant THz gain and coherent oscillation.

The gated double-graphene-layered (G-DGL) van der Waals (vdW) heterostructures promoting photon-/plasmon-assisted resonant tunneling (RT) and resultant negative differential conductance (NDC) [6,7] are also promising for giant THz gain. Introduction of the graphene plasmonics in vdW 2D quantum-cascade heterostructures will be a promising route to create intense, room-temperature-operating THz lasers [8].

#### Experiments

We designed and fabricated the distributed feedback (DFB) DG-GFET [3]. The GFET channel consists of a few layers (non-Bernal) epitaxial graphene 3]. The toothbrush-shaped DG forms the DFB cavity having the fundamental mode at 4.96 THz. THz emission from the sample was measured using a Fourier-transform spectrometer with a 4.2K-cooled Si bolometer. Broad-band rather intense (~80 µW) amplified spontaneous emission from 1 to 7.6 THz and weak (~0.1 µW) single-mode lasing at 5.2 THz [3] were observed at 100K in different samples (Fig. 1). Present issues of poor gain overlapping and poor quantum efficiency (limited by the interband absorption coefficient of 2.3%) can be resolved by introducing the graphene surface plasmon polaritons (SPPs) that could dramatically enhance the THz gain due to its nonlinear slow-wave nature [3].



We introduce graphene plasmon instability as a new physical mechanism to substantially boost the THz gain. We've recently succeeded in experimental observation of giant amplification of stimulated emission of THz radiation at 300K driven by graphene-plasmon instability in asymmetric dual-grating gate (ADGG) GFETs [5]. A highest quality of exfoliated graphene was utilized with h-BN encapsulated layers. The ADGG-GFETs introduces periodically modulated carrier-density profiles by applying a high bias to one GG and a charge-neutralpoint bias to the other GG. The finger width of the highly biased GG defines the SPP cavity size so that a SPP resonant absorption is obtained to the THz radiation when drain is unbiased.



**Fig. 2.** ADGG-GFET demonstrating tunable resonant THz absorption turning to amplification via current-driven graphene plasmon instability. The experiments were conducted at 300K

THz time-domain spectroscopy was conducted at room temperature on the samples to measure the changes in the THz pulses transmitted through the graphene plasmonic cavities. Depending on the carrier density of the SPP cavity, the absorption peak frequency shifted. With increasing the drain dc bias level, the absorption peak exhibited a red shift and weakened. When the drain bias approaches a low-end threshold level, the sample became perfectly transparent over the measured frequency range. When the drain bias exceeds a high-end threshold level, the sample exhibited a resonant amplification with a maximum gain of 9%, which is far beyond the wellknown landmark level of 2.3% that is maximal available in monolayer graphene when photons directly interact with electrons. The gain spectra showed a blue shift with increasing the drain bias. Such an overall response from absorption to amplification with respect to the drain bias well agrees with our newly-modeled graphene SPP theory [5].

In terms of the G-DGL structures, we conducted preliminary experiments, demonstrating gate-bias-dependent THz emission and/or detection via photon-/plasmon-assisted resonant tunneling [7]. The crystallographic rotational angle alignment between the two graphene layers in the DGL is the key to obtain idealistic operation and performance. Presently this is an engineering issue to be improved.

#### Conclusion

Recent advances in the research of graphene plasmonic terahertz laser transistors were reviewed. Integrating the graphene SPP amplifier into a current-injection graphene THz laser transistor will be a promising solution towards room-temperature intense THz lasing.

#### Acknowledgements

The author thanks V. Ryzhii, V. Mitin, M.S. Shur, M. Ryzhii, A.A. Dubinov, V.Ya. Aleshkin, V.V. Popov, A. Bylinkin, D. Svintsov, W. Knap, D. Butt, V. Kachorovskii, S. Boubanga-Tombet, T. Watanabe, A. Satou, D. Yadav, S. Arnold, G. Tamamushi, K. Sugawara, J. Mitsushio, Y. Tobah, T. Suemitsu, H. Fukidome, and M. Suemitsu for their contributions.

This work was supported by JSPS KAKENHI: #23000008, #16H06361, and #20K20349, Japan, and JSPS-RFBR Bilateral Joint Research Projects 2018-2019FY, and 2020-2021FY, Japan and Russian Federation.

#### References

- Ryzhii V., Ryzhii M., Otsuji T. // J. Appl. Phys., V. 101, 083114 (2007).
- Ryzhii V., Ryzhii M., Shur M.S., Mitin V. // Physica E, V. E42, 719–721 (2010).
- Yadav D., Tamamushi G., Watanabe T., *et al.* // Nanophoton., V. 7, 741-752 (2018).
- Popov, V.V., Polischuk, O.V., Davoyan, *et al.* // Phys. Rev. B, V. 86, 195437 (2012).
- Boubanga-Tombet S., Knap W., Yadav D., *et al.* // Phys. Rev. X, V. 10, 031004 (2020).
- Ryzhii V., Dubinov A.A., Otsuji T., *et al.* // Opt. Exp., V. 21, 31567 (2013).
- Yadav D., Boubanga-Tombet S., Watanabe T., *et al.* // 2D Mater., V. 3, 045009 (2016).
- Dubinov A.A., Bylinkin A., Aleshkin V.Ya., *et al.* // Opt. Exp., V. 24, 29603 (2016).

## Terahertz Spintronic Emission from Fe/Pt Hetero-Structureand Its Sensing Applications

Masahiko Tani<sup>1</sup>, Miezel Talara<sup>1</sup>, Dmitry Bulgarevich<sup>2</sup>, Valynn Katrine Mag-usara<sup>3, 1</sup>, Keita Tominaga<sup>1</sup>, Mary Clare Escaño<sup>1</sup>, Christopher E. Petoukhoff<sup>4</sup>, Julien Madéo<sup>4</sup>, David R. Bacon<sup>4</sup>,Keshav Dani<sup>4</sup>,Garik Torosyan<sup>5</sup>, Laura Scheuer<sup>6</sup>, René Beigang<sup>6</sup>, Evangelos Th. Papaioannou<sup>7</sup>, Hideaki Kitahara<sup>1</sup>, Joselito Muldera<sup>1</sup>, Jessica Afalla<sup>8,1</sup>, Takashi Furuya<sup>1</sup>, Makoto Nakajima<sup>3</sup>, and Makoto Watanabe<sup>2</sup>

<sup>1</sup>Research Center for Development of Far-Infrared Region, University of Fukui, Fukui 910-8507, Japan.

<sup>2</sup> Research Center for Structural Materials, National Institute for Materials Science (NIMS), Tsukuba 305-0047 Japan.

<sup>4</sup> Femtosecond Spectroscopy Unit, Okinawa Institute of Science and Technology Graduate University, Okinawa 904-0495, Japan.

<sup>5</sup>Photonic Center Kaiserslautern, Kaiserslautern 67663, Germany

<sup>6</sup>University of Kaiserslautern, Kaiserslautern 67663, Germany

<sup>7</sup>Institute of Physics, Martin Luther University of Halle-Wittenberg, Halle 06108, Germany

<sup>8</sup>Graduate School of Pure and Applied Sciences, University of Tsukuba, Tsukuba 305-8573, Japan

\*tani@fir.u-fukui.ac.jp

An investigation on the properties of THz emission from Fe/Pt nano-meter scalespintronic heterostructure is reported. A study of the pump wavelength dependence revealed that the THz emission efficiency from the spintronic device is almost flat from 400 nm to 2,000 nm and gradually decreases with increasing wavelength at the longer wavelength region. The influence of antenna structures is investigated and it has been found that a diabolo antenna with enough contact thickness (~ 100 nm) can enhance the THz emission amplitude by 2 times.

#### Introduction

Spintronic terahertz (THz) emitters [1-2] with nanometer scale ferromagnetic (FM) and non-ferromagnetic (NM) metallic heterostructure have several advantages over conventional THz emitters, such as photoconductive antennas (PCAs). For example, the emission bandwidth is much broader than that of a typical PCA [2]. A broad range of optical pump wavelengthsfrom UV to mid-IR region is usable [3-4]. However, the efficiency of spintronic emitters is still low compared to PCAs. Therefore, improvement of the THz emission efficiency of spintronic emitters is required for practical applications. Fe/Pt heterostructure [5] is one of the most efficient spintronic THz emitters among those reported so far. In this work, the authors report their investigations of the spintronic THz emission properties of Fe/Pt heterostructure aiming for efficiency improvement.

#### Principle and Optimization of Layer thickness

THz-wave emission from metallic spintronic heterostructures is obtained through a two-part process, in which an ultrafast laser pulse-induced spin current from a magnetized FM layer is effectively converted by inverse spin-Hall effect (ISHE) [6] into a transverse charge current in the NM layer, as illustrated in Fig. 1. In the first part, a spin current is generated in the FM layer upon optical excitation, when the energy of the femtosecond (fs) laser pulse is absorbed in the FM layer and causes an out-of-equilibrium electron distribution. In the second part, ISHE transforms the spin currentintoacharge current upon spin current injection to the NM layer, where the spin-up and spin-down electrons are deflected to opposite directions ofeach other. The resulting transverse transient charge current, which is perpendicular to both the spin current direction and spinpolarization direction, consequently emits THz radiation into the optical far-field. Since the pump optical pulse and the generated THz pulse are both strongly absorbed in the metals, optimization of the metallic layer thickness is important for efficient THz emission. This can be achieved by a parametrical investigation of THz emission dependent on the FM and NM layer thickness. It was foundthat2-nm of Fe-layer and 3-nm of Pt-layer thickness is the best combination for the THz emission from the Fe/Pt spintronic structure [5].

#### Pump Wavelength Dependence

The pump wavelength dependence of THz emission efficiency isimportant for the selection of the pump

<sup>&</sup>lt;sup>3</sup> Institute of Laser Engineering, Osaka University, Suita565-0871, Japan.



**Fig. 1.** Illustration of THz emission from a spintronic metallic heterostructure by femtosecond laser pump under magnetic field bias



**Fig. 2.** Pump wavelength dependence of THz emission from Fe/Pt spintronic emitter



**Fig. 3.**(a)THz waveforms from the spintronic emitters. (b) The microscopic photo of the central part of the fabricated spintronic diabolo antenna with Pt 3 nm and Fe 2 nm. (c) The same diabolo antenna but Pt thickness of the antenna flare parts is 100 nm

laser source. We have investigated the pump wavelength dependence and found that the efficiency is almost flat from 400 nm to 2,000 nm and gradually decreases with increasing wavelength for longer wavelengths (Fig.2). This pump-wavelength dependence is preferable for the construction of cost-effective THz time-domain spectrometers with the spintronic emitter by using femtosecond NIR laser sources, such as an Erdoped fiber laser at 1550 nm or an Yb-doped solidstate laser at 1030 nm.

#### Antenna Structures

To improve the THz emission efficiency from the spintronic THz emitter, we introduced antenna structures. Fig. 3. (a)shows THz waveforms obtained from (i) a bare spintronic emitter (Fe 2-nm and Pt 3-nm) fabricated on a MgO substrate, (ii) a spintronic emitter with a diabolo-shaped antennaof the same thickness(Fe 2-nm and Pt 3-nm) (Fig. 3. (b)), and(iii) a spintronic emitter with the same diabolo shaped antenna but the thickness of Pt is 100 nm for the antenna flare parts (Fig. 3. (c)). It is found that the enhancement of THz emission with the thin diabolo antenna (Fe 2-nm and Pt 3-nm) is modest. On the other hand, the enhancement of THz emission with the thick diabolo antenna (Fe 2-nm and Pt 100-nm) is significant. The peak-to-peak amplitude in the THz waveform was enhanced by 2 times compared with that from the bare spintronic emitter.

#### Applications

In addition to the application of the spintronic device as the THz emitter in THz time-domain spectroscopy, it canalso be used for measurements of the magnetic field. Magnetic field mapping was demonstrated by using the magnetic field dependent THz emission from a Fe/Pt spintronic device [7].

#### References

- Kampfrath T., *et al.* // Nature Nanotechnology, 8, 256 (2013).
- Seifert T., et al. // Nature Photonics, 10, 483–488 (2016).
- Papaioannou E.Th., et al. // IEEE Trans. Magn., 54, 9100205 (2018).
- Herapath R.I., et al. // Appl. Phys. Lett., 114, 041107 (2019).
- 5. Torosyan G., et al. // Sci. Rep., 8, 1311 (2018).
- Saitoh E., et al. // Appl. Phys. Lett.,88, 182509 (2006).
- Bulgarevich D.S., et al. // Sci. Rep., 11, 1251 (2020).

# Новые гетероструктуры с InGaSb/AIP квантовыми точками как база для энергонезависимой памяти

#### **Д.С. Абрамкин**<sup>1,2</sup>

1 Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова СО РАН, пр. Академика Лаврентьева, 13, Новосибирск, 630090

2 Новосибирский государственный университет, ул. Пирогова, 2, Новосибирск,

\*dalamber.07@mail.ru

Проведены расчёты энергетического спектра дырочных состояний InSb/AIP, GaSb/AIP и InGaSb/AIP самоорганизованных квантовых точек (KT). Расчёты проведены с учётом критических размеров KT по отношению к введению дислокаций и возможности перемешивании материалов при формировании KT. Обнаружено, что GaSb<sub>0.65</sub>P<sub>0.35</sub>/AIP KT, не содержащие атомов In и AI, характеризуются энергией локализации дырок 1.5 эВ, обеспечивающей хранение заряда более 10 лет, при минимальных механических деформациях (6.7%). Таким образом, показано, что гетеросистема GaSb/AIP является наиболее перспективной с точки зрения создания элементов энергонезависимой памяти.

#### Введение

Принципы создания устройств энергонезависимой памяти, использующих самоорганизованные А<sup>ШВV</sup> квантовые точки (КТ) в качестве плавающего затвора, сформулированы в работах [1,2]. Ожидается, что применение А<sup>Ш</sup>В<sup>V</sup>-КТ в качестве ячеек памяти позволит существенно сократить время перезаписи ячейки и увеличить срок её службы, по сравнению с традиционными Si/SiO2 устройствами флешпамяти. Однако, несмотря на создание первых действующих прототипов на основе InAs/AlGaAs KT [2,3] разработка устройств энергонезависимой памяти далека от завершения. Это обусловлено малой энергией локализации дырки (Eloc) в InAs/AlGaAs КТ, составляющей 0.6-0.8 эВ, что обеспечивает недостаточное время хранения информации, порядка нескольких миллисекунд при комнатной температуре [3]. В связи с этим усилия исследователей направлены на поиск новых систем КТ с более сильной локализацией дырок. Предварительные оценки строения валентной зоны гетеропереходов на основе материалов А<sup>III</sup>В<sup>V</sup> [4] показало, что наиболее перспективным является сочетание узкозонных GaSb и InSb с широкозонным AlP. На данный момент сообщений о детальных расчётах энергетического спектра КТ из GaSb, InSb или InGaSb, сформированных в матрице AlP, и, тем более, об их выращивании и исследовании свойств, в научной литературе нет. В докладе приводятся результаты расчётов энергетического спектра дырочных состояний КТ, сформированных в InSb/AlP, GaSb/AlP и InGaSb/AlP гетеросистемах.

#### Детали расчётов

Проведены расчёты энергетического спектра для GaAlSbP/AlP, InAlSbP/AlP и InGaSbP/AlP КТ. Значительное (вплоть до 15% [5]) рассогласование постоянных решётки для А<sup>ШВV</sup>/АІР может приводить к введению дислокаций при росте КТ, что недопустимо при создании ячеек памяти. Рассчитаны критические размеры КТ для введения дислокаций в зависимости от состава твердого раствора. Расчёты проводились в рамках модели, предложенной в работе [6], основанной на нахождении баланса сил, действующих на прорастающую дислокацию в КТ. По мере увеличения доли атомов Al и P в составе КТ, критическое значение высоты КТ снижается вплоть до 2.6 нм для GaSb/AlP и 1.6 нм для InSb/AlP. КТ моделировалась как полуэллипсоид с соотношением высоты к диаметру основания 1:4 [7]. Вертикальные размеры КТ принимались равные критическим. Деформации были рассчитаны в приближении сплошной среды [8] методом минимизации упругой энергии. Влияние перемешивания материалов на параметры твердого раствора учитывалось в квадратичном приближении [5]. Расчёты уровней размерного квантования проведены в однозонном приближении.

#### Результаты и обсуждение

Зонная диаграмма GaSb<sub>0.65</sub>P<sub>0.35</sub>/AlP KT с вертикальным размером 4 нм, как будет показано ниже, являющейся оптимальным объектом для создания ячеек энергонезависимой памяти, представлена на рисунке 1. Основное дырочное состояние принадлежит подзоне тяжёлых дырок, а основное электронное *X* долине зоны проводимости твердого раствора.



**Рис. 1.** Зонная диаграмма рассчитанная для GaSb<sub>0.65</sub>P<sub>0.35</sub>/AIP KT с вертикальным размером 4 нм

Зависимости энергии локализации дырки от состава твердого раствора для  $Ga_xAl_{1-x}Sb_yP_{1-y}/AlP$  и  $In_xAl_{1-x}Sb_yP_{1-y}/AlP$  КТ представлены на рисунках 2 (а и b), соответственно. Как видно из рисунков, увеличение доли Sb и Ga (In) в составе  $Ga_xAl_{1-x}Sb_yP_{1-y}/AlP$  ( $In_xAl_{1-x}Sb_yP_{1-y}/AlP$ ) КТ ведёт к росту  $E_{loc}$  вплоть до 2.04 эВ для GaSb/AlP КТ и 1.82 эВ для InSb/AlP.



**Рис. 2.** (a,b) Зависимости  $E_{loc}$  от состава Ga<sub>x</sub>Al<sub>1-x</sub>Sb<sub>y</sub>P<sub>1-y</sub>/AlP и In<sub>x</sub>Al<sub>1-x</sub>Sb<sub>y</sub>P<sub>1-y</sub>/AlP KT. (c,d) Параметры KT, характеризующихся  $E_{loc}$  = 1.5 эВ

Горизонтальная линия на рисунках 2 (а и b) соответствует  $E_{loc} = 1.5$  эВ, обеспечивающей время хранения дырок в КТ более 10 лет, что достаточно для реализации ячейки энергонезависимой памяти [1-3]. Параметры КТ с  $E_{loc} = 1.5$  эВ представлены на рисунках 1 (с и d). Видно, что увеличение *x* содержания Ga (In) в составе КТ ведёт к снижению *y* доли Sb. В то же время, изменения в составе КТ отражаются на величине рассогласования параметров решёток материала КТ и AIP матрицы. Как это

видно из рисунков, минимальным рассогласованием характеризуются  $GaSb_{0.65}P_{0.35}/AlP$  (6.7%) и InSb<sub>0.5</sub>P<sub>0.5</sub>/AlP KT (11.5%), не содержащие атомов Al.

Зависимость  $E_{loc}$  от состава  $In_xGa_{1-x}Sb_yP_{1-y}/AlP$  КТ, не содержащих атомов Al, представлена на рисунке 3 (а). Параметры КТ с  $E_{loc} = 1.5$  эВ представлены на рисунке 2 (b). Видно, что замена атомов Ga на атомы In в составе КТ ведёт к снижению доли Sb в КТ. Однако, наименьшим рассогласованием по параметру решётки с AlP матрицей остаётся GaSb<sub>0.65</sub>P<sub>0.35</sub>/AlP (6.7%).



**Рис. 3.** (а) Зависимости  $E_{loc}$  от состава  $In_xGa_{1-x}Sb_yP_{1-y}/AIP$  КТ. (c,d) Параметры КТ, характеризующихся  $E_{loc}$  = 1.5 эВ

#### Заключение

Таким образом, показано, что для получения КТ, обеспечивающих возможность создания на их основе ячеек энергонезависимой памяти, оптимальной является гетеросистема GaSb/AlP.

#### Литература

- Marent A., et al. // Appl. Phys. Lett. 95, 242114 (2009);
- Marent A., et al. // Semicond. Sci. Technol. 26, 014026 (2011);
- Nowozin T., *et al.* // Journal of Nanotech., 2013, Article ID 797964, (2013);
- Pistol M.-E., Pryor C.E. // Phys. Rev. B 80, 035316 (2009);
- Vurgaftman I., et al. // J. Appl. Phys. 89, 5815 (2001);
- 6. Xie H., et al. // J. Appl. Phys. 120, 034301 (2016);
- Bonato L., *et al.* // Phys. Stat. Solidi, 253, 1877 (2016);
- 8. van de Walle C.G. // Phys. Rev.B 39, 1871 (1989).

# Неоднородная динамика фотолюминесценции монослоев WSe<sub>2</sub>

М.А. Акмаев<sup>1,\*</sup>, М.В. Кочиев<sup>1</sup>, А.И. Дулебо<sup>1, 2</sup>, М.В. Пугачев<sup>1, 2</sup>, А.Ю. Кунцевич<sup>1</sup>, В.В. Белых<sup>1, §</sup>

<sup>1</sup> Физический институт им. П. Н. Лебедева РАН, Ленинский проспект, 53, Москва, 119991.

<sup>2</sup> Московский физико-технический институт, Институтский пер., 9, г. Долгопрудный, Московская область, 141701.

\*akmaevma@lebedev.ru, §belykh@lebedev.ru

Исследована спектрально- и пространственно-временная динамика ΦЛ монослоев WSe<sub>2</sub>. Показано, что динамика является неэкспоненциальной и описывается обратной временной зависимостью при *t* > 50 пс. Затухание ΦЛ ускоряется при понижении температуры и при уменьшении энергии излучающих состояний. Показано, что наблюдаемая динамика не может быть описана бимолекулярным процессом рекомбинации. Представлена модель, описывающая неэкспоненциальную динамику ФЛ на основе представления о разбросе времен излучательной рекомбинации локализованных экситонных состояний в случайном потенциале и дающая хорошее согласие с экспериментальными данными.

#### Введение

Атомарно-тонкие слои дихалькогенидов переходных металлов (ДХПМ) являются новым классом полупроводниковых материалов (WSe<sub>2</sub>, WS<sub>2</sub>, MoSe<sub>2</sub>, MoS<sub>2</sub> и др.), которые активно изучаются на протяжении последних лет [1]. ДХПМ проявляют уникальные свойства при переходе от объемного кристалла к монослою. Многослойные ДХПМ являются непрямозонными полупроводниками, в то время как монослои ДХПМ имеют прямой оптический переход. Экситоны в монослоях ДХПМ имеют большую энергию связи порядка 200 – 500 мэВ и являются основным энергетическим состоянием вплоть до комнатных температур [1].

#### Методика эксперимента

Чешуйки WSe2 были получены с помощью метода механического отщепления на подложке Si/SiO2. Вначале поиск монослоев осуществлялся с помощью оптического микроскопа по цвету. Затем кандидаты исследовались с помощью атомно-силового микроскопа. Основными методами исследования монослоев WSe<sub>2</sub> были стационарная и разрешенная по времени фотолюминесценция (ФЛ) в интервале температур 10-300 К. Лазерное излучение фокусировалось с помощью микрообъектива на образце в пятно диаметром ~ 3 мкм. При исследованиях стационарной ФЛ возбуждение производилось излучением (457 нм) полупроводникового непрерывного лазера. Спектры ФЛ регистрировались с помощью спектрометра с Si-CCD матрицей. При измерениях разрешенной по времени ФЛ использовалось излучение импульсного (2 пс) Ti:Sapphire лазера на удвоенной частоте (400 нм). Регистрация проводилась с помощью стрик-камеры, сопряженной со спектрометром с разрешением до 5 пс.

#### Результаты

На рис. 1 изображены спектры ФЛ монослоев WSe<sub>2</sub>, полученных при температуре 10 К и 300 К. Данные спектры подтверждают наличие монослоев [1]. С увеличением температуры наблюдается красный сдвиг и уширение линии, связанные с уменьшением ширины запрещенной зоны и тепловым уширением, соответственно.



Рис. 1. Спектры ФЛ монослоя WSe<sub>2</sub> при 300 и 10 К, нормированные на максимум

Основной целью работы было изучение динамики ФЛ монослоев WSe<sub>2</sub> (рис. 2(а)). Динамика является неэкспоненциальной с ярко выраженным быстрым участком, после которого скорость затухания уменьшается. Вклад быстрой компоненты увеличивается при понижении температуры — кинетика затухания ускоряется.



**Рис. 2.** (а) Динамика ФЛ. P = 1 мВт. Красные линии — теоретический расчет в соответствии с ф(1). Во вставке начальный участок динамики. (b) Зависимость ожидаемого коэффициента бимолекулярной рекомбинации  $C = -(dn/dt)/n^2$  от мощности возбуждения. (c) Зависимость *C* от энергии излучения при двух различных температурах. (d) Профили пятна ФЛ в различные моменты времени после импульса возбуждения, нормированные на максимум: измерение (символы) и расчет (линии)

Неэкспоненциальная динамика  $\Phi Л$  при t > 50 пс хорошо описывается функцией  $I(t) \sim \frac{1}{t+t_0}$ , где  $t_0$  – константа. Такая зависимость наблюдалась во многих монослоях ДХПМ и объяснялась бимолекулярным процессом, а именно экситон-экситонной аннигиляцией. При таком процессе динамика концентрации экситонов *n* описывается уравнением  $\frac{dn}{dx}$  =  $= -Cn^2 - \frac{n}{\tau}$ , где C – коэффициент бимолекулярной рекомбинации, т – время излучательной рекомбинации. При доминирующем вкладе бимолекулярного процесса, когда  $t\ll \tau$  и  ${\cal C}n_0\tau\gg 1$  имеет место обратная временная зависимость  $n(t) \approx \frac{n_0}{[1+Cn_0t]^2}$ тогда как в пределе  $t \gg \tau$  имеет место экспоненциальное затухание  $n(t) = \left(C\tau + \frac{1}{n_0}\right)^{-1} \exp\left(-\frac{t}{\tau}\right)$ . Из аппроксимаций экспериментальных кривых обратной временной зависимостью можно определить ожидаемый коэффициент бимолекулярной рекомбинации  $C = -(dn/dt)/n^2$ . Его зависимость от мощности накачки представлена на рис. 2(b). Увеличение накачки эквивалентно увеличению начальной концентрации и не должно сопровождаться существенным изменением С. Наши измерения показывают, что C~1/P. На рис. 2(с) представлена зависимость С от энергии оптического перехода при двух различных температурах. Здесь мы также сталкиваемся с противоречиями: вопреки нашим наблюдениям увеличение энергии или температуры должно приводить к делокализации экситонов и увеличению эффективности бимолекулярного процесса, то есть к росту С. Наконец, при бимолекулярной рекомбинации должно заметно меняться пространственное распределение экситонов. Области с изначально большей концентрацией экситонов должны опустошаться быстрее, что должно приводить к эффективному уширению пространственного распределения экситонов и уширению пятна ФЛ, ограниченному размерами монослоя. Не наблюдается сколько-нибудь значительного роста ширины пятна ФЛ (рис. 2(d) символы), тогда как расчет (рис. 2(d) линии) предсказывает существенное уширение.

Для описания динамики при t > 50 пс была предложена следующая модель. Неэкспоненциальная динамика ФЛ связана с тем, что мы наблюдаем неоднородный ансамбль состояний, каждое из которых характеризуется экспоненциальным характером затухания со временем т, различным для разных состояний. Для свободных экситонов  $\tau$  определяется долей экситонов в термически уширенном ансамбле с волновыми векторами, лежащими внутри светового конуса. Локализованное экситонное состояние характеризуется размытием волнового вектора  $\sim \frac{1}{L}$ , где L – длина локализации, и время излучательной рекомбинации  $\tau$  зависит от отношения этого размытия и светового волнового вектора. Таким образом, разброс длины локализации L приводит к разбросу τ и положительной корреляции между  $\tau$  и энергией экситонного состояния  $E \propto$  $\propto 1/L^2 \propto \tau$ . При повышении температуры заселяются состояния с большими Е, что приводит к замедлению динамики. Более количественно, данная модель описана в работе [2]. Она дает хорошее согласие с экспериментальными данными (рис. 2(а) красные кривые).

Работа поддержана грантом РФФИ № 18-32-20202.

#### Литература

- Wang G., Chernikov A., Glazov M.M., et al. // Rev. Mod. Phys., V. 90, 021001 (2018).
- Акмаев М.А., Кочиев М.В., Дулебо А.И., *и др.* // Письма в ЖЭТФ, т. 112, с. 650 (2020).

## Процессы диффузии атомов в сверхрешетках GaN/AIN

#### И.А. Александров<sup>1,\*</sup>, Т.В. Малин<sup>1</sup>, К.С. Журавлев<sup>1</sup>, С.В. Трубина<sup>2</sup>, В. Ресz<sup>3</sup>, Е.В. Лебедок<sup>4</sup>

<sup>1</sup>Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова СО РАН, пр. Академика Лаврентьева, 13, Новосибирск, 630090.

<sup>2</sup>Институт неорганической химии им. А.В. Николаева СО РАН, пр. Академика Лаврентьева, 3, Новосибирск, 630090.

<sup>3</sup> Institute for Technical Physics and Materials Science, Konkoly-Thege Miklós út 29-33, Budapest, 1121, Hungary.

<sup>4</sup> ГНПО "Оптика, оптоэлектроника и лазерная техника", пр. Независимости, 68, Минск, 220072, Беларусь.

\*aleksandrov@isp.nsc.ru

Исследованы процессы диффузии атомов в сверхрешетках GaN/AIN. С использованием теории функционала плотности рассчитаны миграционные барьеры и миграционные траектории самодиффузии в подрешетке элементов третьей группы в AIN и GaN, диффузии Ga в AIN и AI в GaN, и коэффициент взаимной диффузии на гетерогранице GaN/AIN для вакансионного механизма диффузии. Экспериментальные результаты, полученные методами протяженной тонкой структуры рентгеновского поглощения (EXAFS) и просвечивающей электронной микроскопии описаны теоретической моделью, предполагающей вакансионный механизм диффузии.

#### Введение

Гетероструктуры на основе GaN и AlN, в частности GaN/AlN сверхрешетки и множественные квантовые ямы, перспективны для создания светоизлучающих устройств ультрафиолетового спектрального диапазона, а также различных оптических приборов на межподзонных переходах, работающих в инфракрасном диапазоне: оптических модуляторов, квантово-каскадных лазеров и фотоприемников. Межфазная диффузия атомов алюминия и галлия на гетерогранице GaN/AlN – один из фундаментальных процессов, определяющих резкость профиля состава в гетероструктурах GaN/AlN.

Исследование механизмов диффузии и расчеты миграционных барьеров дефектов в GaN проводилось в работах [1–3]. Расчетные значения миграционного барьера для диффузии вакансий Ga в GaN составляют 1.9 – 2.1 эВ. Диффузия атомов Al в AlN и межфазная диффузия атомов Al и Ga на гетерогранице GaN/AlN менее изучена теоретически.

Для исследования процессов диффузии атомов в гетероструктурах GaN/AlN мы провели расчеты энергетических барьеров диффузии атомов Al и Ga в GaN и AlN и коэффициента межфазной диффузии на гетерогранице GaN/AlN [4].

#### Метод расчета

Расчеты миграционных барьеров проводились методами теории функционала плотности с использованием программного пакета Quantum Espresso. Для расчетов энергий формирования использовался гибридный функционал HSE. Миграционные траектории и энергии миграционных барьеров рассчитывались в приближении обобщенного градиента с использованием функционала PBE. Для нахождения миграционных траекторий и седловых точек использовался метод упругой ленты с забирающимся изображением. Коэффициент диффузии атомов рассчитывался из соотношения:

$$D = D_0 \exp\left(-\frac{E_b + E_{form}}{kT}\right),\tag{1}$$

где  $E_b$  – энергия миграционного барьера,  $E_{form}$  – энергия формирования вакансии,  $D_0 = fr^2 Z v/6$ , v – частотный фактор, отражающий частоту попыток для процесса миграции атома, Z=12 – число ближайших соседей в подрешетке элементов III группы, r – расстояние между соседними атомами в подрешетке, f – геометрический фактор, f=0.781 для гексагональной плотной упаковки. Частотный фактор рассчитывался из профиля энергии для процесса миграции, с использованием массы диффундирующего атома для оценки массы соответствующей колебательной моды.

#### Результаты и обсуждение

На рис. 1 показана расчетная конфигурация атомов в седловой точке и миграционная траектория для процесса перехода атома Ga на место вакансии Al в AlN.

В таблице 1 показаны результаты расчета энергий миграционных барьеров для диффузии атомов Al и

Ga в AlN и GaN по вакансионному механизму для зарядового состояния вакансий –3.



Рис. 1. Конфигурация атомов в седловой точке и миграционная траектория для перехода атома Ga на место вакансии Al в AlN

**Таблица 1.** Результаты расчета энергий миграционных барьеров *E*<sub>b</sub>, предэкспоненциальных множителей коэффициентов диффузии *D*<sub>0</sub>, и частотных факторов *v* для процессов диффузии атомов AI и Ga в AIN и GaN

	<i>Еь</i> , эВ	<i>D</i> ₀, см²/с	<i>v</i> , мэВ
AI B AIN	2.33	1.2·10 <sup>-2</sup>	33
Gа в GaN	2.01	7.3·10 <sup>-3</sup>	19
Al в GaN	2.58	1.4·10 <sup>-2</sup>	35
Ga в AIN	1.74	6.4·10 <sup>-3</sup>	18

По результатам расчетов, атомы Ga имеют больший коэффициент диффузии в GaN и AlN по сравнению с атомами Al. Энергетический барьер самодиффузии Al в AlN выше, чем для Ga в GaN, что связано с большей энергией связи Al-N в AlN по сравнению с энергией связи Ga-N в GaN.

Рассчитан коэффициент взаимной диффузии на гетерогранице GaN/AlN для вакансионного механизма диффузии (рис. 2). Процессы диффузии в сверхрешетках GaN/AlN исследованы экспериментально методами протяженной тонкой структуры рентгеновского поглощения (EXAFS) и просвечивающей электронной микроскопии (ПЭМ). Для определения коэффициента взаимной диффузии проводился анализ изменения профиля состава на основе сравнения средних чисел узлов, занятых атомами Ga, во второй координационной сфере окружения атома Ga в сверхрешетках GaN/AlN, измеренных методом EXAFS до и после одночасового отжига при 1000°C. Толщина слоев GaN определялась методом ПЭМ. Результаты расчетов согласуются с экспериментальными результатами, полученными методами EXAFS и ПЭМ для образцов, выращенных при различной температуре и подвергнутых высокотемпературному отжигу [4].



Рис. 2. Расчетные температурные зависимости коэффициента межфазной диффузии на гетерогранице GaN/AIN при различных энергиях формирования вакансий (линии) и экспериментальные коэффициенты диффузии при температуре 1000°С (символы)

#### Заключение

С использованием теории функционала плотности рассчитаны миграционные барьеры и миграционные траектории самодиффузии в подрешетке элементов третьей группы в AlN и GaN, диффузии Ga в AlN и Al в GaN для вакансионного механизма диффузии. Рассчитан коэффициент взаимной диффузии на гетерогранице GaN/AlN. Экспериментальные данные EXAFS и ПЭМ для сверхрешеток GaN/AlN описаны теоретической моделью, предполагающей вакансионный механизм диффузии.

#### Литература

- Limpijumnong S., Van de Walle C.G. // Phys. Rev. B 69, 035207 (2004).
- Ganchenkova M.G., Nieminen R.M. // Phys. Rev. Lett. 96, 196402 (2006).
- Kyrtsos A., Matsubara M., Bellotti E. // Phys. Rev. B 93, 245201 (2016).
- Aleksandrov I.A., Malin T.V., Zhuravlev K.S., Trubina S.V., Erenburg S.B., Pecz B., Lebiadok Y.V. // Applied Surface Science, 515, 146001 (2020).

## Оже-рекомбинация в квантовых ямах HgTe: теория и эксперимент

#### В.Я. Алешкин<sup>1, \*</sup>, А.В. Антонов<sup>1</sup>, А.А. Дубинов<sup>1</sup>, В.В. Румянцев<sup>1</sup>, С.В. Морозов<sup>1</sup>

<sup>1</sup> Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, д. 7, д. Афонино, Нижегородская обл., Кстовский район, 603087. \*aleshkin@ipmras.ru

Проведено наблюдение кинетики фотопроводимости при температуре 77 К в структуре с квантовыми ямами Cd<sub>0.08</sub>Hg<sub>0.92</sub>Te шириной 7.8 нм, разделенных Cd<sub>0.65</sub>Hg<sub>0.35</sub>Te барьерами. Вычислены зависимости вероятности излучательной и оже-рекомбинации от концентрации неравновесных носителей в этих структурах. Показано, что в рассматриваемой структуре основным механизмом рекомбинации является оже-рекомбинация. Продемонстрировано хорошее согласие рассчитанной и наблюдаемой кинетики фотопроводимости.

#### Введение

Оже-рекомбинация является одним из основных препятствий в создании длинноволновых межзонных полупроводниковых лазеров. В последние годы достигнуты успехи в создании таких лазеров на основе HgTe квантовых ям [1]. Однако к настоящему времени имеется лишь несколько теоретических работ [2-4], в которых вычислялись темпы ожерекомбинация в HgTe квантовых ямах. Кроме того, в работах [2-3] рассматривались широкозонные квантовые ямы с шириной запрещенной зоны больше 200 мэВ, в которых темп ожерекомбинации существенно другой, нежели в узкозонных квантовых ямах с шириной запрещенной зоны менее 50 мэВ. В работах [3,4] темп ожерекомбинации вычислялся только для пороговых концентраций, при которых начинается стимулированное излучение.

Отметим, что в настоящее время отсутствуют работы по экспериментальному исследованию ожерекомбинации в узкозонных квантовых ямах HgTe. Поэтому можно сделать вывод о слабой изученности оже-рекомбинации в таких системах.

Настоящая работа посвящена теоретическому и экспериментальному изучению процессов ожерекомбинации в узкозонных квантовых ямах гетероструктур Cd<sub>x</sub>Hg<sub>1-x</sub>Te/Cd<sub>y</sub>Hg<sub>1-y</sub>Te.

#### Результаты и обсуждение

Для вычисления спектра и состояний электронов в квантовых ямах использовалась четырех-зонная модель Кейна с учетом деформационных эффектов. Для упрощения расчетов эффекты, обусловленные понижением симметрии на гетерограницах и отсутствием центра инверсии, не учитывались. Матричные элементы прямого и обменного кулоновского взаимодействия электронов вычислялись с учетом экранировки электрического поля носителями.

Из-за разницы эффективных масс электронов и дырок основной вклад в оже-рекомбинацию рассматриваемых структур дают процессы с участием двух электронов и одной дырки [4] (СССН процесс). Поэтому рассматривались только такие процессы. Следует отметить следующую особенность СССН процесса в рассматриваемых узкозонных квантовых ямах: конечное состояние электрона, уносящего энергию, оказывается в нижней подзоне размерного квантования. Эта особенность обусловлена тем, что ширина запрещенной зоны в таких структурах оказывается меньше расстояния между подзонами размерного квантования в зоне проводимости (см. рис. 1).

Эксперимент был выполнен при Т=77 К. Структура была выращена на плоскости (013) GaAs с использованием буфера ZnTe (50 нм) и CdTe (10 мкм) в институте физики полупроводников СО РАН в группе Н.Н. Михайлова и С.Д.Дворецкого. Она содержала 5 квантовых ям Cd<sub>0.08</sub>Hg<sub>0.92</sub>Te шириной 7.8 нм, разделенных Cd<sub>0.65</sub>Hg<sub>0.35</sub>Te барьерами. Для экспериментального изучения кинетики спада неравновесной концентрации носителей использовалась прямая методика исследования релаксации сигнала межзонной фотопроводимости (ФП) при возбуждении параметрическим генератором света фирмы Solar. Для возбуждения использовалась излучение с длиной волны 9.5 мкм с энергией в импульсе до ~10 мкДж в пятне диаметром 7 мм. Сигнал, регистрируемый на цифровом осциллографе "Le Croy" с верхней граничной частотой 1 ГГц, выводился с помощью 50-омного кабеля и усиливался усилителем с 50-омными входным и выходным сопротивлением с полосой пропускания 400 МГц. Таким образом, временное разрешение метода определялось длительностью импульса и составляло 7 нс.

На рис. 1 представлен рассчитанный электронный спектр квантовой ямы для этой структуры.



**Рис. 1.** Электронный спектр 7.8 нм квантовой ямы гетероструктуры Cd<sub>0.08</sub>Hg<sub>0.92</sub>Te/Cd<sub>0.65</sub>Hg<sub>0.35</sub>Te при 77 К

На рис. 2 представлены наблюдаемая и рассчитанная зависимости фотопроводимости от времени. В расчете темп рекомбинации полагался суммой темпов оже-рекомбинации и излучательной рекомбинации. На вставке к рис. 2 приведены эти зависимости в логарифмическом масштабе.



**Рис. 2.** Экспериментальная (черная линия) и рассчитанная (красная линия) зависимости фотопроводимости от времени

В эксперименте была неизвестна начальная концентрация неравновесных носителей, в расчетах она играла роль подгоночного параметра. Наилучшее согласие экспериментальной и рассчитанной зависимостей наблюдается, если в качестве начальной концентрации неравновесных электронов и дырок выбрать величину  $8.5^{*10^{10}}$  см<sup>-2</sup>. Из рисунка видно хорошее соответствие измеренной и рассчитанной зависимостей примерно до 300 нс.

Для того чтобы сопоставить относительные вклады в рекомбинацию оже-процессов и излучательных переходов на рис. 3 приведены рассчитанные зависимости от концентрации средних по распределению электронов вероятностей для излучательной и оже-рекомбинации. Используя начальную концентрацию неравновесных носителей и сравнивая рис.2 и рис. 3 можно прийти к заключению, что оже-рекомбинация в рассматриваемом случае является доминирующей почти на всем интервале наблюдения изменения фотопроводимости. Лишь в конце этого интервала вероятность излучательной рекомбинации сравнивается с вероятностью ожерекомбинации.



**Рис. 3.** Зависимости вероятности рекомбинации для ожепроцесса (черная линия) и излучательного перехода (красная линия)

Работа выполнена при поддержке Министерства науки и высшего образования Российской Федерации (грант № 075-15-2020-797 (13.1902.21.0024)).

#### Литература

- Morozov S.V., Rumyantsev V.V., Fadeev M.A., *et al.* // Appl. Phys. Lett. V. 111, 192101 (2017).
- Jiang Y., Teich M.C., Wang W.I. // J. Appl. Phys. V. 69, 6869 (1991).
- Vurgaftman I., Meyer J.R. // Optics express, V. 2, 137 (1998)
- 4. Alymov G., Rumyantsev V., Morozov S., *et al.* // ACS Photonics, V.7, 98, (2020).

# О возможности стимулированной генерации плазмон — LO моды в узкозонных квантовых ямах гетероструктур HgTe/CdTe

#### В.Я. Алешкин<sup>1, \*</sup>, А.А. Дубинов<sup>1</sup>, В.И. Гавриленко<sup>1</sup>

<sup>1</sup> Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, д. 7, д. Афонино, Нижегородская обл., Кстовский район, 603087. \*aleshkin@jpmras.ru

В работе проведен расчет усиления плазмон –LO моды в HgTe квантовой яме в условиях инверсной населенности зон при температуре решетки 4.2 К и эффективных температурах носителей 4.2 и 77 К. Найдена дисперсия высокочастотной плазмон– LO моды с учетом пространственной дисперсии электронной восприимчивости. Показано, что в 6 нм квантовой яме, выращенной на плоскости (013) возможна стимулированная генерация высокочастотной плазмон–LO моды в частотном диапазоне, соответствующем области остаточных лучей GaAs. Найдены спектры коэффициентов усиления для разных концентраций неравновесных носителей. Определена пороговая концентрация неравновесных носителей, при которой начинается усиление плазмон-LO моды.

#### Введение

В гетероструктурах HgTe/CdHgTe с квантовыми ямами благодаря малой ширине запрещенной зоны возможна когерентная генерация 2D плазмонов в области остаточных лучей GaAs (диапазон энергий квантов: 25 - 50 мэВ), в которой не работают каскадные лазеры. Недавно была теоретически показана возможность такой генерации [1]. Однако, в [1] использовалась простая модель, в которой не был учтен ряд важных факторов, которые существенны для рассматриваемой генерации. Первым таким фактором является пространственная дисперсия восприимчивости носителей, которая важна для нахождения дисперсии плазмона  $\omega(q)$ . При пренебрежении пространственной дисперсии  $\omega \sim \sqrt{q}$ , а при её учете  $\omega \sim q$  в диапазоне рассматриваемых энергий. Наконец, второй и третий важные факторы: дисперсия диэлектрической проницаемости, обусловленная оптическими колебаниями решетки и потери, обусловленные фононным поглощением.

Настоящая работа посвящена теоретическому рассмотрению когерентной генерации двумерных плазмонов в узкозонных квантовых ямах гетероструктур HgTe/CdTe с учетом упомянутых выше факторов. На примере 6 нм квантовой ямы рассчитан закон дисперсии плазмонов с учетом пространственной дисперсии электронов и дырок и частотной дисперсии показателя преломления, обусловленной оптическими колебаниями решетки. Вычислены спектры коэффициентов усиления плазмонов.

#### Вычисление усиления

Для нахождения закона дисперсии плазмонов необходимо вычислить восприимчивости двумерных электронного и дырочного газов. Обобщая формулу Линхарда [2], можно получить следующее выражение для восприимчивости двумерной системы:

$$\chi(q,\omega) = \sum_{s,s'} \int d^2k \frac{e^2 \left( f_s(\mathbf{k}) - f_{s'}(\mathbf{k}+\mathbf{q}) \right) |\psi_{\mathbf{k}+\mathbf{q},s}^+ \psi_{\mathbf{k},s}|^2}{q^2 (2\pi)^2 \left( \varepsilon_{s'}(\mathbf{k}+\mathbf{q}) - \varepsilon_s(\mathbf{k}) - \hbar\omega - i\hbar v_{s'\mathbf{k}+\mathbf{q},s,\mathbf{k}} \right)}$$
(1)

где нижний индекс обозначает номер подзоны размерного квантования,  $\mathcal{E}_{s}(\mathbf{k})$ - энергия электрона с волновым вектором  $\mathbf{k}$  в s-ой подзоне,  $f_{s}(\mathbf{k})$ функция распределения электронов, -е – заряд электрона,  $v_{s,s'}$  — частоты релаксации фазы для компоненты матрицы плотности  $\rho_{s's}(\mathbf{k}+\mathbf{q},\mathbf{k})$ . Волновая функция электрона в s-ой подзоне имеет вид:  $\psi_{\mathbf{k},s}(\mathbf{r}) = \psi_{\mathbf{k},s}(z) \exp(i\mathbf{kr}) / \sqrt{S}$ , где z координата нормали квантовой ямы, S площадь квантовой ямы,

$$|\psi_{\mathbf{k}+\mathbf{q},s'}^{+}\psi_{\mathbf{k},s}| = \int dz \psi_{\mathbf{k}+\mathbf{q},s'}^{+}(z)\psi_{\mathbf{k},s}(z)| \qquad (2)$$

В расчетах функции распределения электронов полагались ферми-дираковскими с эффективной температурой *T*<sub>e</sub>.

Зависимость  $\omega(q)$  можно найти из уравнения [3]:

$$1 + \frac{2\pi}{\kappa(\omega)} \chi(q,\omega) \sqrt{q^2 - \left(\frac{\omega}{c}\right)^2 \kappa(\omega)} = 0$$
 (3)

В (3) c — скорость света,  $\kappa(\omega)$  – диэлектрическая проницаемость барьеров. Для описания диэлектрической проницаемости  $\kappa(\omega)$  в CdTe мы будем использовать хорошо известное выражение [4]:

$$\kappa(\omega) = \kappa_{\infty} \left( 1 + \frac{\omega_L^2 - \omega_T^2}{\omega_T^2 - \omega^2 - i\Gamma\omega} \right)$$
(4)

параметры для которого были взяты из [5].

Спектр и волновые функции электронов находились с помощью численного расчета в рамках модели Кейна. В расчетах везде полагалась концентрация электронов равной концентрации дырок.

Из-за взаимодействия плазмонов с оптическими колебаниями решетки в полярных полупроводниках появляются две моды плазмон-LO фононных колебаний. Энергия низкочастотной моды меньше энергии поперечного оптического фонона (17 мэВ в CdTe). Поскольку эта энергия меньше ширины запрещенной зоны в 6 нм КЯ (30 мэВ), то усиление такой моды невозможно. По этой причине мы её не рассматриваем, а рассматриваем только высокочастотную моду. На рис. 1 приведены зависимости энергии высокочастотной плазмон-LO моды от волнового вектора при различных концентрациях неравновесных носителей.



**Рис. 1.** Зависимости энергии плазмона от волнового вектора при разных концентрациях и двух температурах носителей заряда в 6 нм КЯ. Температура решетки 4.2 К. В заштрихованной области имеется внутризонное поглощение плазмонов (поглощение Ландау)

При рассмотрении процесса рекомбинации электрона с испусканием плазмона нельзя пренебрегать волновым вектором плазмона, как это обычно делается для межзонных переходов электрона с испусканием фотона. Это обстоятельство приводит к тому, что минимальная энергия плазмона, который электрон может испустить при переходе из зоны проводимости в валентную зону, зависит от волнового вектора плазмона [1]. Эта зависимость показана на рис. 1 черной линией и обозначена  $E_{geff}(q)$ . Усиление за счет межзонных переходов электронов возможно только для тех плазмонов, энергия которых превышает  $E_{geff}(q)$ .



Рис. 2. Спектры коэффициента усиления плазмона для различных концентраций носителей. Сплошные линии соответствуют *T<sub>e</sub>* =4.2 K, штриховые — *T<sub>e</sub>* =77 K

На рис. 2 приведены вычисленные спектры коэффициента усиления плазмона при различных концентрациях. Сплошные линии соответствуют  $T_e$ =4.2 K, штриховые —  $T_e$  =77 K. С увеличением  $T_e$ увеличивается концентрация при которой реализуется инверсная населенность зон. По этой причине с ростом  $T_e$  растет критическая концентрация неравновесных носителей при превышение которой возможно усиление. Если при  $T_e$  =4.2 K эта концентрация близка к 10<sup>11</sup> см<sup>-2</sup>, то при  $T_e$  =77 K она примерно равна 3·10<sup>11</sup> см<sup>-2</sup>.

Работа выполнена при финансовой поддержке РНФ (грант № 20-42-09039).

#### Литература

- Kapralov K., Alymov G., Svintsov D., *et al.* // J. Phys.: Condens. Matter V. 32, 065301 (2020).
- 2. Ziman J.M. *Principles of the Theory Solids*. Cambridge Univercity, 1972.
- 3. Stern F. // Phys. Rev. Lett. V18, 546 (1967).
- 4. Yu P., Cardona M. Fundamentals of Semiconductors. Springer, 2002.
- Ed. Palik E.D. Handbook of Optical Constants of Solids. San Diego: Academic Press, pp. 409–428 1998.
# Новый люминесцентный центр с участием собственных точечных дефектов в ZnSe:Fe

Д.Ф. Аминев<sup>1</sup>, А.А. Пручкина<sup>1</sup>, В.С. Кривобок<sup>1</sup>, А.А. Гладилин<sup>2</sup>, В.П. Калинушкин<sup>2</sup>, В.В. Ушаков<sup>1</sup>, С.И. Ченцов<sup>1,\*</sup>, М.В. Кондрин<sup>3</sup>, Е.Е. Онищенко<sup>1</sup>

<sup>1</sup> Физический институт им. П. Н. Лебедева РАН, Ленинский пр-т, 53, Москва, 119991

<sup>2</sup> Институт общей физики им. А. М. Прохорова РАН, ул. Вавилова, 38, Москва, 119991

<sup>3</sup> Институт физики высоких давлений им. Л. Ф. Верещагина РАН, Калужское шоссе, 14, Троицк, Москва, 142190

\*semtch@gmail.com

В кристаллах ZnSe, легированных железом в атмосфере Ar, обнаружен новый люминесцентный центр, при низких (5 К) температурах формирующий узкую, интенсивную линию излучения в районе 0.681 эВ. Помимо основного перехода регистрируется сателлитный пик с максимумом 0.683 эВ и вибронная полоса, характерная для внутрицентровых переходов. Пространственное распределение сигнала люминесценции с энергией кванта 0.681 эВ коррелирует с профилем распределения ионов Fe<sup>2+</sup>, но обнаруженный центр не наблюдается в образцах, полученных при легировании железом в цинковой атмосфере. Совокупность полученных данных указывает на обнаружение в спектре линий излучения вакансионного комплекса с участием иона железа, который может быть использован в качестве «оптического зонда» для отслеживания собственных точечных дефектов в кристаллическом ZnSe.

### Введение

Легированный железом кристаллический селенид цинка (ZnSe:Fe) активно применяется для создания перестраиваемых лазеров, работающих в среднем ИК диапазоне. Одним из существенных факторов, влияющих на эффективность лазерной генерации в системе ZnSe:Fe, является наличие в активной среде дефектов. Поэтому установление природы и механизмов формирования точечных дефектов, образующихся при росте и/или легировании кристаллов, играет существенное значение для совершенствования существующих лазерных систем.

### Нестандартный люминесцентный центр

На рис. 1 приведены спектры низкотемпературной фотолюминесценции (ФЛ) в районе 0.6-1.0 эВ для исходного ZnSe (красная кривая), нелегированного образца ZnSe, прошедшего процедуру отжига в атмосфере Ar, аналогичную той, которой подвергались легированные образцы (зелёная кривая), образца, легированного железом в атмосфере Zn (чёрная кривая) и в атмосфере Ar (синяя кривая). Из рисунка видно, что в спектре ФЛ образца, легированного Fe и отожжённого в атмосфере Ar, наблюдается узкая линия с максимумом 0.681 эВ.

С одной стороны, отсутствие линии 0.681 эВ в исходном образце указывает на ее связь с процедурой легирования. При этом отжиг в атмосфере Ar без легирующего компонента к появлению данной линии не приводит (синяя кривая на рис. 1). Данное наблюдение прямо указывает на связь линии в районе 0.681 эВ с легирующим железом. С другой стороны, обнаруженная линия не регистрируется в образцах,



Рис. 1. Спектры низкотемпературной ФЛ в районе 0.6–1.0 эВ для исходного ZnSe (красная кривая), нелегированного образца ZnSe, прошедшего процедуру отжига в атмосфере Ar, аналогичную той которой подвергались легированные образцы (зелёная кривая), образца, легированного железом в атмосфере Zn (чёрная кривая) и в атмосфере Ar (синяя кривая)

легированных железом в атмосфере Zn, что указывает на ее связь с собственными дефектами цинковой подрешетки. Как известно, для вакансий металлоидов в соединениях A<sub>2</sub>B<sub>6</sub> характерна сравнительно небольшая энергия образования. Поэтому этот тип собственных дефектов должен доминировать при длительном высокотемпературном отжиге ZnSe в атмосфере Ar. В тоже время, при использовании цинковой атмосферы образование вакансий цинка заметно подавляется, и их равновесная концентрация не должна быть существенной.

Исходя из картины расщеплений уровней иона Fe<sup>2+</sup> тетраэдрическим полем решетки ZnSe, можно предположить, что обнаруженная линия соответствует переходу  ${}^{3}T_{1} \rightarrow {}^{5}T_{2}$ . В тоже время, энергия кванта для данного перехода должна соответствовать разнице между энергиями квантов для переходов  ${}^{3}T_{1} \rightarrow {}^{5}E$  и  ${}^{5}T_{2} \rightarrow {}^{5}E$ . Энергия кванта для бесфононного перехода  ${}^{5}T_{2} \rightarrow {}^{5}E$  составляет ~0.35 эВ, в то время как для  ${}^{5}T_{2} \rightarrow {}^{5}E - 1.35$  эВ. Это означает, что бесфононный переход для  ${}^{3}T_{1} \rightarrow {}^{5}T_{2}$  расположен в районе 1 эВ, что более чем на 0.3 эВ превышает спектральное положение обнаруженной линии. Следует отметить, что широкая полоса с синей границей в районе 1 эВ действительно наблюдается в спектрах излучения легированных кристаллов, независимо от используемой для отжига атмосферы, см. область, обозначенную пунктиром на рис. 1.

Таким образом, обнаруженный центр следует приписать нететраэдрическому (комплексному) дефекту, в состав которого входят ион железа и собственный дефект цинковой подрешетки. Используя ab-initio вычисления, мы предложили простую модель излучающих состояний [1], создаваемых мажоритарным спиновым каналом иона Fe, присоединенного к вакансии Zn.

### Заключение

В кристаллах ZnSe:Fe обнаружен новый люминесцентный центр, формирующий узкую бесфононную линию излучения в районе 0.681 эВ при температуре 5 К. Совокупность полученных данных указывает на обнаружение активного в люминесценции вакансионного комплекса с участием иона  $Fe^{2+}$ , который может быть использован в качестве «оптического маркера» для отслеживания собственных точечных дефектов в кристаллическом ZnSe.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (грант № 19-32-90176).

### Литература

Aminev D.F., Pruchkina A.A., Krivobok V.S. *et al.* // Opt. Mater. Express, V. 11, I. 12, 210-218 (2021).

## Стимулированное излучение электрондырочной плазмы в гетероструктурах InN/GaN/ при оптической накачке

# Б.А. Андреев<sup>1&</sup>, М.А. Калинников<sup>1</sup>, Л.В. Красильникова<sup>1</sup>, К.Е.Кудрявцев<sup>1</sup>, Д.Н. Лобанов<sup>1</sup>, А.В. Новиков<sup>1</sup>, А.Н. Яблонский<sup>1</sup>, З.Ф. Красильник<sup>1</sup>

<sup>1</sup> Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, д. 7, Нижний Новгород, 607680 \*boris@jpmras.ru

В данной работе исследованы спектры спонтанного и стимулированного излучения из волноведущих планарных гетероструктур n-InN/GaN/AIN/AI<sub>2</sub>O<sub>3</sub> с концентрацией равновесных электронов в вырожденных эпитаксиальных слоях InN о.т 10<sup>17</sup> до 10<sup>19</sup> см<sup>-3</sup>. Определены параметры спектров в зависимости от интенсивности возбуждения, обсуждаются механизмы спонтанной и стимулированной эмиссии на межзонных переходах в InN, вклад излучательной рекомбинации электрон-дырочной плазмы в режиме стимулированной эмиссии.

### Введение

Гетероструктуры с активной средой InN представляют интерес в качестве основы для излучающих устройств ближнего ИК диапазона в области прозрачности кремния и оптических волокон. Получение стимулированного излучения (СИ) на межзонных переходах InN ( $\lambda = 1.9-1.6$  мкм) из волноведущих гетероструктур n-InN/GaN/AlN/Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub> [1] показывает перспективу реализации InN лазеров с низким порогом генерации. Вместе с тем, особенности реализации СИ в гетероструктурах InN/GaN/.. фактически не исследованы, в то время как для AlN, GaN и гетероструктур InGaN/GaN с низким содержанием индия ранее рассматривались различные механизмы СИ: экситон-экситонное рассеяние, биэкситонная эмиссия и рекомбинация электроннодырочной плазмы (ЭДП) [2-4]. В данной работе исследованы спектры спонтанной и стимулированной эмиссии из эпитаксиальных слоев вырожденного n-InN с концентрацией равновесных электронов от 1017 до 1019 см-3 с целью определения механизмов излучательной рекомбинации

### Эксперимент

Исследуемые слои *n*-InN выращены на подложках *c*-Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub> методом молекулярно-пучковой эпитаксии с плазменной активацией азота [5,6]. Структуры представляли собой асимметричный планарный волновод с разностью показателей преломления на границе активного слоя InN и буферного слоя GaN  $\Delta n\sim 0.6$ , достаточной для высокой степени локализации моды TE<sub>0</sub>. Концентрация равновесных электронов составила  $n = (0.7, 1.4 \text{ и } 10) \times 10^{18} \text{ см}^{-3}$  для образцов A, B и C, соответственно. Спектры спонтанной эмиссии регистрировались при непрерывной оптической накачке, стимулированное излучение наблюдалось в традиционной геометрии с торца структуры при импульсной накачке параметрическим генератором света (MOPO-SL Spectra Physics). Система регистрации спектров эмиссии включала решеточный монохроматор и многоэлементный фотоприемник InGaAs (Princeton Instruments OMA-V).

### Результаты и обсуждение.

Для всех исследованных структур было получено СИ при пороговой плотности мощности P = 5(A), 6(B) и 65(C) кВт/см<sup>2</sup> при T = 77 К [1]. Переход к режиму СИ характеризовался резким сужением спектра эмиссии и сверхлинейным ростом интенсивности излучения. Эти особенности иллюстрируют спектры СИ, приведенные на рис.1, где для сравнения показан также спектр спонтанной эмиссии слоя *C*, зарегистрированный при непрерывной накачке. Увеличение порога СИ связано, повидимому, как с ростом скорости безызлучательной рекомбинации, так и с дополнительным поглощением в слое с высокой концентрацией свободных носителей.

Эволюция спектров стимулированной эмиссии при увеличении плотности мощности накачки над порогом СИ для образца *A* показана на рис.2*a*. Линия СИ смещается в низкоэнергетическую область и уширяется, в основном за счет высокоэнергетического крыла. При этом для образца *C* с более высокой концентрацией равновесных электронов не наблюдалось смещения максимума линии СИ вплоть до максимальной мощности накачки (до 200 кВт/см<sup>2</sup>, рис. 26).



**Рис. 1.** Спектры.СИ структур А-1, В-2, С-3 и спонтанной эмиссии С-4, интенсивность которой увеличена. T = 77K

Наблюдаемые зависимости спектра СИ от мощности накачки качественно отличаются от таковой для спектров спонтанной эмиссии, приведенных на рис.2в. Для слоя *А* увеличение мощности накачки приводит к синему сдвигу спонтанной эмиссии при неизменной форме высогоэнергетического крыла полосы излучения. Эта особен-



**Рис.** 2. а – спектр СИ структуры *А* при увеличении Р (Значения Р = 1-4 приведены на рис.26). Т = 77К

**b** – сдвиг линий СИ структур *A*, *B*, *C* в зависимости плотности мощности накачки. Т = 77К

P, kW/cm<sup>2</sup>

100

Авторы благодарны проф. W.J. Schaff и H. Lu за предоставление образцов. Работа выполнена при поддержке РФФИ проект 18-02-00711 и с использованием оборудования ЦКП ИФМ РАН.

### Литература

- Andreev B.A., Kudryavtsev K.E., Yablonskiy A.N., et al. // Scientific Reports, V. 8, 9454 (2018)
- Herzog W.D., Bunea G.E., Ünlü M.S., *et al.* // Appl. Phys. Lett. V.77, 4145 (2000)
- Minj A., Romero M.F., Wang Y., et al. // Appl. Phys. Lett. V.109, 221106 (2016)

ность спектров спонтанной эмиссии слабовырожденного. InN обусловлена, согласно [7], рекомбинацией свободных электронов с неравновесными дырками, преимущественно локализованными в хвостах валентной зоны. Наблюдаемые качественные различия зависимостей параметров спектров от плотности мощности возбуждения свидетельствуют о смене механизма излучательной рекомбинации в режиме СИ.

Красный сдвиг, уширение и выполаживание высокоэнергетического крыла линии СИ с ростом мощности накачки – признаки излучательной рекомбинации в электрон-дырочной плазме, при этом многочастичные взаимодействия приводят к уменьшению ширины запрещенной зоны [8,9], а изменение вида высокоэнергетического крыла отражает рост эффективной температуры ЭДП с ростом интенсивности возбуждения. Оценка числа генерируемых пар при максимальной плотности мощности дает величину  $n_P=3\cdot10^{18}$  см<sup>-3</sup>, что объясняет стабильность линии СИ в образце *C* с концентрацией равновесных электронов  $10^{19}$  см<sup>-3</sup>.



в – изменения в спектре спонтанной эмиссии при увеличении мощности накачки. Непрерывное возбуждение структуры А при Т = 10 К

- Feneberg M., Leute R.A.R., Neuschl B., et al. // Phys. Rev. B, V. 82, 075208 (2010)
- Lu H., Schaff W.J., Hwang J., et al. // Appl.Phys. Lett. V.79, 1489 (2001).
- Lobanov D.N., Novikov A.V., Andreev B.A., *et al.* // Semiconductors V.50, 261 (2016).
- Fu S.P., Chen Y.F., Tan K.// Solid State Comm. V. 137, 203 (2006)
- Minj A., Romero M.F., Wang Y., *et al.* // Appl. Phys. Lett. V.109, 221106 (2016)
- Casey H.C., Jr. Stern F. // J. Appl. Phys. V. 47, 631 (1976).

# Эффекты запаздывания в спектре двумерных плазмонов с сильным экранированием

### И.В. Андреев\*, В.М. Муравьев, Н.Д. Семенов, И.В. Кукушкин

Институт физики твердого тела РАН, ул. Академика Осипьяна, 2, г. Черноголовка Московской обл., 142432. \*andreev@issp.ac.ru

В работе экспериментально исследовано влияние эффектов запаздывания на дисперсию и магнитодисперсию двумерных плазмонов с сильным экранированием. Оказывается, что эффекты запаздывания приводят к одновременной перенормировке плазменной и циклотронной частоты. Оба эффекта можно описать перенормировкой единственного параметра — эффективной массы двумерных электронов. Достигнут режим, в котором скорость экранированных плазмонов приближается к скорости света в подложке.

### Введение

Плазмон в двумерной электронной системе (ДЭС) в условиях сильного экранирования, например, близко лежащим металлическим затвором, имеет линейный закон дисперсии, являясь, таким образом, примером акустической волны. Долгое время считалось, что скорость таких плазмонов во всех практических реализациях из-за сильного экранирования много меньше скорости света. По этой причине влияние релятивистских эффектов запаздывания на закон дисперсии экранированных двумерных плазмонов ранее не исследовалось.

В данной работе исследованы плазменные возбуждения в дисках ДЭС на основе гетероструктур GaAs/AlGaAs с затвором, нанесённым на заднюю сторону полупроводниковой подложки. Посредством тщательного подбора параметров (электронная плотность  $n_s$ , толщина подложки h, диаметр диска D) нам удалось реализовать в эксперименте режим, в котором вычисленная в квазистатическом приближении скорость экранированных плазмонов [1]:

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

должна была бы превышать скорость света в подложке  $c^* = c/\sqrt{\varepsilon}$ , где  $\varepsilon = 12.8$  — диэлектрическая проницаемость подложки,  $m^* = 0,067 m_0$  — эффективная масса электрона. В таком режиме релятивистские эффекты запаздывания играют огромную роль, приводя к сильному взаимодействию между экранированными плазмонами и светом. Это взаимодействие перенормирует спектр экранированных двумерных плазмонов.

### Экспериментальная методика

Эксперименты проводились на образцах квантовых ям GaAs/AlGaAs с электронной концентрацией  $n_s = 7.5 \times 10^{11}$  см<sup>-2</sup>. Образцы имели вид дисков диаметром D = 4 и 6 мм. Толщина GaAs подложки варьировалась в диапазоне h = 140 - 640 мкм. На заднюю сторону подложки напылялся металлический экранирующий затвор.

Для возбуждения плазменных резонансов к образцу подводилось микроволновое излучение в диапазоне частот 1 – 40 ГГц. Для подвода излучения использовался волновод прямоугольного сечения либо проволочная антенна, расположенная в близости от диска ДЭС.

Для детектирования микроволнового поглощения использовалась неинвазивная оптическая методика [2], основанная на чувствительности спектра рекомбинантной фотолюминесценции двумерных электронов в GaAs к разогреву.

### Результаты и обсуждение

Экспериментально установлено, что эффекты запаздывания существенно модифицируют закон дисперсии и магнитополевое поведение экранированных плазмонов в диске. Во-первых, они приводят к существенному (для использованных в эксперименте структур — примерно двукратному) смягчению плазменной частоты в нулевом магнитном поле. Во-вторых, магнитодисперсия объемной магнитоплазменной моды начинает пересекать линию магнитодисперсии циклотронного резонанса для электронной массы  $m^* = 0,067 m_0$ , вместо того, чтобы асимптотически стремиться к ней в сильных магнитных полях.

Оказывается, что количественно эти эффекты описываются одновременной перенормировкой плазменной  $\omega_p$  и циклотронной  $\omega_c$  частоты согласно следующим выражениям:

$$\omega_{p} = V_{p}q/\sqrt{1 + V_{p}^{2}/c^{*2}},$$
$$\omega_{c} = eB/m^{*}(1 + V_{p}^{2}/c^{*2}),$$

где q = 3,7/D — волновое число для экранированного плазмона в диске [3]. При этом закон магнитодисперсии для перенормированных плазменной и циклотронной частот совпадает с таковым в отсутствие запаздывания.

Замечательно, что обе эти перенормировки можно объяснить одной, а именно перенормировкой эффективной массы носителей заряда согласно выражению  $m' = m^*(1 + V_p^2/c^{*2})$ . Перенормированной массой оказывается возможным управлять, изменяя электронную плотность либо толщину подложки. Полученные экспериментальные результаты хорошо согласуются с существующими теоретическими предсказаниями [4-7].

Также важно отметить, что закон дисперсии экранированных плазмонов при этом сохраняет линейный по волновому числу вид. В наших экспериментах скорость плазменных волн в условиях сильного запаздывания составила  $0,8c^*$ , т. е. приближается к скорости света в подложке.

### Заключение

В работе экспериментально исследовано влияние эффектов запаздывания на плазменную частоту

экранированных плазмонов в нулевом магнитном поле и на их магнитополевое поведение. Установлено, что влияние эффектов запаздывания на спектр двумерных экранированных плазмонов, как в отсутствие внешнего магнитного поля, так и при его наличии, можно описать перенормировкой единственного параметра — эффективной массы двумерных электронов согласно формуле  $m' = m^*(1 + V_p^2/c^{*2})$ . Перенормировкой массы электрона можно управлять, меняя электронную плотность либо толщину подложки.

Авторы благодарят В. А. Волкова и А. А. Заболотных за многочисленные плодотворные обсуждения и возможность ознакомиться с работой [7] до её публикации.

- 1. А.В. Чаплик // ЖЭТФ, Т. 62, 746 (1972).
- Kukushkin I.V., Smet J.H., von Klitzing K., Wegscheider W. // Nature (London), V. 415, 409 (2002).
- 3. Fetter A.L. // Phys. Rev. B, V. 33, 5221 (1986).
- Kosevich Yu.A., Kosevich A.M., Granada J.C. // Phys. Lett. A, V. 127, 52 (1988).
- Фалько В.И., Хмельницкий Д.Е. // ЖЭТФ, Т. 95, 1988 (1989).
- Чаплик А.В. //Письма в ЖЭТФ, Т. 101, 602 (2015).
- 7. Zabolotnykh A.A., Volkov V.A. To be published.

## Когерентная синхронизация мод, как способ получения предельно коротких световых импульсов

### Р.М. Архипов<sup>1,2</sup>, М.В. Архипов<sup>1\*</sup>, Н.Н. Розанов<sup>2</sup>§

<sup>1</sup> Санкт-Петербургский государственный университет, Университетская наб., д. 7–9, Санкт-Петербург, 199034.

<sup>2</sup> Физико-технический институт имени А.Ф.Иоффе, Политехническая ул., 26, Санкт-Петербург, 194021.

arkhipovrostislav@gmail.com, \*m.arkhipov@spbu.ru, §nnrosanov@mail.ru

Теоретически и экспериментально изучается режим когерентной синхронизации мод (КСМ) в двухсекционных лазерах за счет возникновения 2π импульсла самоиндуцированной прозрачности (СИП) в поглозающей среде. Он позволяет генерировать импульсы короче времени релаксации поляризации T<sub>2</sub> лазерных сред, в отличие от традиционных лазеров с насыщающимся поглотителем. Обсуждается возможность генерации предельно коротких световых импульсов в двухсекционных лазерах с ультракоротким резонатрором за счет КСМ.

### Введение

Пассивная синхронизация мод (ПСМ) в твердотельных и полупроволниковых лазерах является хорошо известным методом генерации ультракоротких импульсов пико- и фемтосекундной длительности с высокой частотой повторения [1]. В настоящее время для этой цели активно используются полупроводниковые структуры на основе квантовых точек [2]. В таких лазерах с ПСМ генерация коротких импульсов возникает из-за некогерентного насыщения поглощения и усиления, и длительность импульса не может быть меньше времени релаксации поляризации Т<sub>2</sub> усиливающей и поглощающей среды. Однако, если взаимодействие света с внутрирезонаторными средами когерентное (длительность лазерного импульса меньше времени релаксации поляризации T<sub>2</sub>), то возможен иной тип ПСМ, основанный на формировании 2π солитона самоиндуцированной прозрачности (СИП) [3] в поглощающей среде [4]. Такой режим принято называть когерентной синхронизацией мод (КСМ) [4-7]. Он позволяет генерировать короткие импульсы длительностью и частотой повторения, не ограниченных временем релаксации поляризации Т<sub>2</sub> лазерных сред. Возможность реализации режима КСМ обсуждалась до сих пор в основном теоретически [4-7]. Экспериментально он был получен нами совсем недавно в титан-сапфировом лазере, содержащем когерентный поглотитель, в котором формировались импульсы СИП [8, 9]. В этих экспериментах длительность импульсов генерации за счет КСМ можно было изменять в диапазоне от наносекунды до десятка пикосекунд. Длительность импульсов сокращалось с ростом мощности генерации.

В недавней работе [7] было выведено правило подобия в уравнениях Максвелла-Блоха, и найдены общие условия для генерации предельно коротких импульсов (ПКИ) с длительностью несколько циклов колебаний непосредственно из лазерных источников. Согласно этому правилу, для сокращения длительности импульса в К раз необходимо сократить длину резонатора и времена релаксации среды в К раз, а также соответвующим образом увеличить концентрацию активных центров в  $K^2$  раз. Расчеты и оценки, проведенные в [7], показали возможность генерации импульсов с длительностью 10 fs на длине волны 700 нм в резонаторе длиной 0.88 мм. Более того в ультракоротком резонаторе длительность импульса генерации автоматически будет короче времени релаксации поляризации Т<sub>2</sub>, и синхронизация мод будет возникать за счет режима когерентного взаимодействия света с внутрирезонаторными средами [10, 11]. Однако, в [7] анализ проводился в приближении медленно меняющихся амплитуд и вращающейсся волны, что не позволяет провести анализ возможности генерации одноцикловых импульсов.

В данном докладе содержатся результаты экспериментального [8,9] и теоретического исследования режима КСМ в лазерах [7, 10, 11]. Экспериментальные исследования режима КСМ проводились в титан-сапфировом лазере с когерентным поглотителем – ячейку с парами рубидия или цезия [8, 9]. При настройке длины волны лазера на D линии рубидия или цезия наблюдался самостартующий режим синхронизации мод за счет явления СИП в атомных парах. И хоть и экспериментально были получены длинные импульсы пикосекундной длительности, данные эксперименты демонстрируют сокращение длительности импульса с ростом мощности генерации, что характерно для явления СИП [8, 9].

Для анализа возможности генерации одноцикловых импульсов проводилось численное моделирование с использовнаие системы уравнений Максвелла-Блоха. Среда моделировалась в двухуровневм приближении с помощью системы уравнений для матриы плотности. А эволюция электрического поля описывалась волновым уравнением. Зеркала считалаись металлическими. Для моделирования зеркал использовалась модель свободных электронов Друде в металле. Более подробное описание модели может быть найдено в [10, 11]. Реализация режима генерации предельно коротких импульсов представляется возможным при надлежащем выборе параметров полупроводниковых наноструктур.



**Рис. 1.** Зависимость напряженности электрического поля на выходе из резонатора в режиме когерентной синхронизации мод

Численное моделирование показало возможность получения импульсов с длительностью за счет КСМ вплоть до одного цикла колебаний, см. пример расчета на рис. 1. Он показывает возможность получения импульсов с длительностью в один цикл колебаний за счет КСМ в резонаторе длиной 6.3 мкм на длине волны 700 нм при концентрации активных центров в усилителе N=15·10<sup>21</sup> см<sup>-3</sup>, дипольном моменте перехода d=5 Дебай, времен релаксации усиливающей среды  $T_1 = 1$  пс,  $T_2 = 10$  фс. Для поглотителя N = 6·10<sup>20</sup> см<sup>-3</sup>, d = 10 Дебай,  $T_1 = 0.8$  пс,  $T_2 = 20$  фс. Длины усилителя и поглотителя были 2.45 мкм и 2.1 мкм.

Исследования Р.М. Архипова в части экспериментального и теоретического исследования режима КСМ выпонены при финансовой поддержке РНФ в рамках научного проекта 19-72-00012.

Исследования М.В. Архипова в части нерегулярных режимов генерации лазера поддержаны РФФИ, грант № 20-02-00872 А.

- 1. Keller U. // Applied Physics B., V. 100, 15, (2010).
- Rafailov E.U., Cataluna M.A., Sibbett W. // Nature photonics, V. 1, 395 (2007).
- McCall S.L., Hahn E.L. // Physical Review, V. 83, 457, (1969).
- Kozlov V.V. // Physical Review A, V. 56, 1607 (1997).
- Arkhipov R.M., Arkhipov M.V., Babushkin I. // Optics Communications, V. 361, 73, (2016).
- Arkhipov R.M., Arkhipov M.V., Babushkin I., Rosanov N.N. // Optics Letters, V. 41, 737 (2016).
- Arkhipov R., Pakhomov A., Arkhipov M., et al. // Scientific Reports, V. 11, 1147, (2021).
- Архипов М.В., Архипов Р.М., Шимко А.А., *и др.* // Письма в ЖЭТФ, Т. 109, 657 (2019).
- Arkhipov M.V., Shimko A.A., Rosanov N.N., *et al.* // Physical Review A, V. 101, 013803, (2020).
- 10. Архипов Р.М., Архипов М.В., Шимко А.А., *и др.* // Письма в ЖЭТФ, Т. 110, 9 (2019).
- Архипов Р.М., Архипов М.В., Шимко А.А., *и др.* // Известия РАН. Серия физ. Т. 84, 30 (2020).

### Изучение транспортных свойств дельта-слоев бора в алмазе методами CV и эффекта Холла

### Е.А. Архипова<sup>1,\*</sup>, М.Н. Дроздов<sup>1</sup>, С.А.Краев<sup>1</sup>, А.И.Охапкин<sup>1</sup> М.А. Лобаев<sup>2</sup>, А.Л. Вихарев<sup>2</sup>, А.М. Горбачев<sup>2</sup>, С.А. Богданов<sup>2</sup>

1 Институт физики микроструктур РАН, 603087, ул. Академическая, д. 7, г. Нижний Новгород, Россия. 2 Институт прикладной физики РАН, 603950, ул. Ульянова, д. 46, г. Нижний Новгород, Россия. \*suroveginaka@ipmras.ru

В работе изучаются транспортные характеристики эпитаксиальных слоев алмаза с δ-легированием бора C-V методом и с помощью эффекта Холла в геометрии Ван-дер-Пау. Поскольку C-V измерения слоев алмаза в латеральной геометрии протекания тока приводят к сильной погрешности, была разработана тестовая ячейка, в которой реализовывался вертикальный транспорт носителей тока.

### Введение

Для решения проблемы легирования CVD алмаза бором известен подход, основанный на технологии δ-легирования. В нелегированном алмазе создается тонкий слой сильно легированного бором алмаза [1]. Для таких слоев уже более десяти лет назад теоретически предсказан эффект разделения носителей тока и легирующих атомов за счет заполнения вышележащих энергетических уровней в квантовой яме, сформированной δ-слоем [2]. Проявление эффекта разделения дырок и легирующих атомов бора в δ-слоях и исследование транспортных свойств δ-слоев представляет большой интерес.

Метод ВИМС позволяет определять полную концентрацию атомов легирующей примеси бора в слоях алмаза, однако из-за высокой энергии активации лишь часть этих атомов оказывается ионизированной и дает вклад в протекание тока. С-V метод позволяет определить эту часть ионизированных атомов и восстановить распределение концентрации дырок по глубине. Для проведения C-V измерений в полупроводниковой структуре необходимо формирование тестовой ячейки, включающей барьерный контакт к верхней поверхности образца и омический контакт к проводящей части слоя. Топология контактной системы выбирается в зависимости от проводимости изучаемых слоев алмаза. Для диэлектрической подложки используется планарный вариант латерального транспорта с расширенным омическим контактом на поверхности. Однако для проводящих алмазных слоев такая топология контактов не подходит, так как ведет к артефактам C-V измерений. В работе рассматриваются особенности формирования барьерных контактов к алмазу р-типа, разработка оптимальной топологии контактов Шоттки, а также методов их создания.

### Методика эксперимента и результаты

Для барьерных контактов использовали Cr/Al (высота барьера Шоттки ~1.1 эВ, фактор неидеальности ~1.3).

Было выяснено, что использование планарной тестовой ячейки приводит к сильной погрешности С-V измерений. Рис.1 показывает смещение положения профиля концентрации дырок в зависимости от температуры измерений для одной и той же тестовой ячейки образца.



**Рис. 1.** С-V профиль структуры S09 при различных температурах

Мы считаем, что причиной такого артефакта является наличие большого последовательного сопротивления δ-слоя (от единиц до десятков кОм) при продольном протекании тока.

Чтобы избежать подобных проблем с точностью измерений, нами была разработана тестовая C-V ячейка, основанная на вертикальной геометрии протекания тока. Этот вариант требует более сложного профиля легирования структуры – ниже изучаемого δ-слоя должен быть сформирован сильно проводящий слой алмаза толщиной не менее нескольких микрон. Схематическое изображение тестовой C-V ячейки приведено на рис.2.



Рис. 2. Схематическое изображение тестовой С-V ячейки

На рис. 3 приведена температурная зависимость профиля концентрации дырок в структуре Tr06, измеренная в диапазоне температур 260 – 400 К.



**Рис. 3.** Температурная зависимость C-V профиля для структуры Tr06

Важно, что при изменении температуры на рис. 2 положение максимума профиля не смещается. Это показывает более высокую точность C-V измерений для использованной геометрии тестовой ячейки.

Показано, что примесь бора в  $\delta$ -легированном алмазе активирована на ~5% при комнатной температуре. Об этом свидетельствует разница слоевой концентрации дырок в  $\delta$ -слое ~2 $\cdot$ 10<sup>12</sup> см<sup>-2</sup> и слоевой концентрации атомов бора ~5.3 $\cdot$ 10<sup>13</sup> см<sup>-2</sup> при комнатной температуре. При повышении температуры до 400 К ширина распределения свободных носителей сужается до 3 нм, а степень ионизации растет. Определена энергия активации бора для данного  $\delta$ -слоя ~0.06 эВ.

Также в работе методом Ван-дер-Пау с проходом по температуре 200 – 500 К измерены подвижность и концентрация носителей в серии б-слоев бора в алмазе. При концентрации атомов бора в б-слое <8·10<sup>20</sup> см<sup>-3</sup> наблюдается низкая подвижность дырок (1-20) см<sup>2</sup>/В·с, что свидетельствует о доминирующем протекании тока по б-слою. Возрастание подвижности дырок в б-слое с концентрации атомов бора  $N_B=8\cdot 10^{20}$  см<sup>-3</sup> до 500 см<sup>2</sup>/В·с при комнатной температуре – есть результат пространственного разделения дырок и легирующих атомов бора. Максимальная подвижность определяется не только параметрами δ-слоя – шириной распределения примеси и возможной несплошностью ультратонких б-слоев, но и степенью компенсации донорными атомами серы и качеством подложки.

Слоевая концентрация носителей с высокой подвижностью, полученная методом Ван-дер-Пау, оказывается существенно меньше концентрации атомов примеси бора, определенных методом ВИМС. Подобные различия наблюдались выше при С-V измерениях.

В работе использовано оборудование ЦКП «Физика и технология микро и наноструктур».

- Vikharev A.L., Gorbachev A.M., Lobaev M.A., Muchnikov A.B., Radishev D.B., Isaev V.A., Chernov V.V., Bogdanov S.A., Drozdov M.N. and Butler J.E. *Novel microwave plasma-assisted CVD reactor for diamond delta doping //* Phys. Status Solidi RRL, V. 10, Issue 4, 2016, pp. 324–327.
- Fiori A., et al. Simulations of carrier confinement in boron delta doped diamond devices // Phys. Status Solidi A, 207 (2010) No. 9, 2084.

# Моделирование инжекционных лазеров на основе HgTe/CdHgTe гетероструктур с квантовыми ямами, излучающих в области частот фононного резонанса GaAs

А.А. Афоненко<sup>1§</sup>, Д. В. Ушаков<sup>1</sup>, Г.В. Алымов<sup>2</sup>, А.А. Дубинов<sup>3</sup>, С.В. Морозов<sup>3</sup>, В.И. Гавриленко<sup>3</sup>, Д.А. Свинцов<sup>2</sup>

<sup>1</sup> Белорусский государственный университет, пр. Независимости, 4, Минск, 220030, Республика Беларусь, §afonenko@bsu.by

<sup>2</sup> Московский физико-технический институт, Институтский пер.,д. 9, Долгопрудный, 141700

<sup>3</sup> Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, д. 7, Нижний Новгород, 607680.

На основе динамической распределенной диффузионно-дрейфовой модели лазерных гетероструктур, учитывающей процессы электронного и дырочного захвата в квантовые ямы, излучательную и безызлучательную Оже рекомбинации, а также нагрев активной области, теоретически продемонстрирована возможность получения генерации при инжекционной накачке квантовых ям HgTe в диапазоне длин волн 26–30 мкм при температурах до 90 К. Показано, что при внешней температуре 70 К средняя выходная мощность за импульс 1 мкс может достигать ~9 мВт.

### Введение

Среди множества электронных фаз, реализованных в квантовых ямах (КЯ) CdHgTe, наиболее привлекательной для генерации в дальнем инфракрасном диапазоне является узкозонный полупроводник с симметричной квазирелятивистской электроннодырочной дисперсией [1]. Реализация такой дисперсии приводит к сильному подавлению безызлучательной оже-рекомбинации, что является основным препятствием для поддержания межзонной инверсии населенностей в узкозонных полупроводниках [2,3]. Хотя HgCdTe-лазеры с КЯ и электрической накачкой еще не реализованы экспериментально, были теоретические предложения квантовокаскадного лазера (ККЛ) на основе HgCdTe [4] и ИК HgCdTe-лазер, основанный на генерации разностной частоты [5]. В настоящей работе на основе подтвержденной возможности стимулированного излучения [6] и подавленной оже-рекомбинации в КЯ НgTe с оптической накачкой, исследуется возможность генерации с электрической накачкой.

# Теоретическая модель и результаты расчетов

Предлагаемая структура состоит из 5 КЯ HgTe толщиной 5.2 нм и барьерных слоев Cd<sub>0.6</sub>Hg<sub>0.4</sub>Te (рис. 1 а). Толщина КЯ подбиралась для получения генерации в диапазоне длин волн 26–30 мкм. Этот диапазон длин волн лежит в полосе фононного по-глощения соединений на основе GaAs и поэтому

недостижим для существующих ККЛ. Теоретическая модель [7, 8] включает в себя: дрейф и диффузию носителей заряда, процессы электронного и дырочного захвата в КЯ, излучательную и безызлучательную Оже-рекомбинацию, а также нагрев активной области. На рисунке 1 приведены рассчитанные диаграмма зоны проводимости и валентной зоны, пространственное распределение показателя преломления и спектры модового усиления. Из-за малой подвижности дырок уровень возбуждения КЯ уменьшается с удалением от *р*-эмиттера. На рисунке 1 b показано оптическое ограничение TE<sub>0</sub> моды (Г = 0.0043) за счет сильно легированной подложки GaAs с одной стороны гетероструктуры и металлического контакта с другой стороны. Расчеты показывают, что для получения большого усиления целесообразно использовать 5 КЯ. При дальнейшем увеличении числа КЯ модовый коэффициент усиления практически не растет. Как видно из рисунка 1 с при плотности тока 1 кА/см<sup>2</sup> модовое усиление превышает общие оптические потери до температур немного выше 90 К. При этом, с ростом температуры максимум усиления смещается в более короткие длины волн из-за температурной зависимости ширины запрещенной зоны.

На рис. 2 показаны зависимость выходной мощности, температуры активной области и длины волны генерации от тока накачки при трех значениях длины резонатора: L = 1, 2, 3 мм. Ширина резонатора W = 100 мкм. Максимальная выходная мощность



**Рис. 1.** (а) Зонная диаграмма лазерной структуры при температуре 70 *K*, напряжении 1.1 В, плотности тока 921 А/см<sup>2</sup> и плотности фотонов S<sup>(2D)</sup> = 4.3 10<sup>10</sup> см<sup>-2</sup>, *F<sub>wn</sub>*, *F<sub>wp</sub>* (*F<sub>n</sub>*, *F<sub>p</sub>*) – квазиуровни Ферми локализованных (нелокализованных) носителей; (b) пространственное распределение показателя преломления и квадрат напряженности электрического поля основной TE<sub>0</sub>моды; (c) спектры модового усиления (Г(TE<sub>0</sub>)=0.0043) при температурах *T* = 70, 80, 90 *K* 



**Рис. 2.** Рассчитанные (а) выходная мощность (b) длина волны генерации (сплошные кривые) при температуре активной области (штриховые кривые) в конце импульса накачки длительностью 1 мкс в зависимости от тока накачки для различных длинн резонатора. Ширина резонатора 100 мкм, коэффициенты отражения *r*<sub>1</sub>=*r*<sub>2</sub>=0.5, внешняя температура 70 *K* 

увеличивается с увеличением длины резонатора, что является следствием более слабого нагрева в устройствах с более длинным резонатором. При длительности импульса 1 мкс максимальная выходная мощность достигает 8.6 мВт при L = 3 мм.

Во время действия импульса накачки активная область нагревается и длина волны излучения изменяется. Как видно из рисунка 2b, изменение длины волны и температуры за время импульса накачки составляет ~4 мкм и ~20 K, соответственно. Проблемы с нагревом можно уменьшить с помощью более коротких импульсов, которые позволяют достичь выходной мощности до десятков мВт, как показано на рис. 1a.

Таким образом, теоретически продемонстрирована возможность получения генерации при инжекционной накачке квантовых ям HgTe в диапазоне длин волн 26–30 мкм. Этот диапазон длин волн лежит в полосе фононного поглощения соединений на основе GaAs и поэтому недостижим для существующих ККЛ. Возможность генерации на таких длинных волнах и температуре жидкого азота обусловлена подавлением Оже-рекомбинации в узких КЯ HgTe, которая, в свою очередь, унаследована от симметричной квазирелятивистской электроннодырочной дисперсии.

Работа выполнена при финансовой поддержке гранта РНФ № 17-12-01360.

- Ruffenach S., de Paula A.M., de Oliveira C.R.M., *et al.* // APL Materials, 5(3), 035503 (2017).
- 2. Emtage P.R. // J. of Appl. Phys., 47(6), 2565 (1976).
- Alymov G., Vyurkov V., Ryzhii V., et al. // Phys. Rev. B., 2018. 97(20), 205411 (2018).
- Ushakov D., Afonenko A., Khabibullin R., *et al.* // Opt. Express, 28 (17), 25371 (2020).
- Dubinov A.A., Aleshkin V.Ya., Morozov S.V. // Quantum Electronics, 49 (7), 689 (2019).
- Morozov S.V., Rumyantsev V.V., Fadeev M.A., *et al.* //App. Phys. Lett., 111 (19), 192101 (2017).
- A.A. Afonenko, D.V. Ushakov // Semiconductors, 48 (1), 83 (2014).
- Afonenko A., Ushakov D., Alymov G., *et al.* // J. Phys. D: Appl. Phys., (2021 to be published).

# Неустойчивость режима генерации и пространственные домены в квантово-каскадных лазерах на основе сверхрешеток с лестницами Ванье–Штарка

### А.А. Афоненко<sup>1\*</sup>, Д.В. Ушаков<sup>1</sup>, Р.А. Хабибуллин<sup>2</sup>

<sup>1</sup> Белорусский государственный университет, пр. Независимости, 4, Минск, 220030, Беларусь.

<sup>2</sup> Институт сверхвысокочастотной полупроводниковой электроники РАН, Нагорный пр., 7/5, Москва, 117105.

\*afonenko@bsu.by

На основе распределенной модели квантово-каскадного лазера, учитывающей перенос носителей по локализованным состояниям и состояниям непрерывного спектра проанализированы вольт-амперные характеристики лазеров на основе сверхрешеток с лестницами Ванье–Штарка. Показано, что выбор рабочей точки на участке ВАХ с отрицательным дифференциальным сопротивлением приводит к неустойчивой генерации. При этом внутри активной области формируется доменная структура электрического поля, при которой напряжение в доменах соответствует соседним участкам ВАХ с положительным дифференциальным сопротивлением, а границы между доменами смещаются в течении импульса накачки.

### Введение

Полупроводниковые лазеры на основе сверхрешеток с лестницами Ванье-Штарка представляют повышенный интерес в связи с возможностью широкой перестройки длины волны генерации в зависимости от приложенного напряжения. В таких лазерах основное состояние выступает в качестве верхнего лазерного уровня, лазерный переход является диагональным и происходит на возбужденные уровни других каскадов (через два и более периодов сверхрешетки), положение которых управляется приложенным напряжением [1]. При этом условие инверсии всегда выполняется, так как населенность основного уровня оказывается всегда больше населенности возбужденных состояний. Однако получению генерации могут помешать процессы поглощения излучения при переходах с основного состояния на вышележащие, если энергия перехода близка к энергии квантов лазерного излучения. Кроме того, рабочая точка, обеспечивающая максимальное усиление на частоте лазерного перехода, может лежать на участке ВАХ с отрицательным дифференциальным сопротивлением.

В работе проанализированы характеристики сверхрешетки GaAs (13.4 нм) –  $Al_{0.12}Ga_{0.88}As$  (1.9 нм) с легированием  $10^{15}$  см<sup>-3</sup> и числом периодов 465. Температура считалась равной 77 К.

### Модель отдельного каскада

Вольт-амперная характеристика каскада находилась методом балансных уравнений с периодическими граничными условиями [2]. Базисные волновые функции находились **k p**-методом с последующим преобразованием специального вида для учета дефазировки. Вероятности переходов учитывали процессы туннелирования, электрон-электронного рассеяния, рассеяния на оптических фононах, заряженных примесях, шероховатостях гетерограниц.

Области усиления в зависимости от напряжения на одном каскаде имеют энергетическую протяженность 2–3 мэВ и могут находится как на участках с положительным, так и с отрицательным дифференциальным сопротивлением (рис. 1). Оцененные потери для двойного металлического волновода равнялись 6–8 см<sup>-1</sup> в зависимости от частоты, что показывает возможность генерации при диагональных переходах через 2 и 3 периода сверхрешетки. Частота в максимуме усиления варьируется от 0.5 до 4.5 ТГц, а диапазон непрерывной перестройки частоты генерации составляет около 1 ТГц.

# Распределенная модель квантово-каскадной структуры

Распределенная модель лазера основывалась на характеристиках отдельного каскада с учетом тока, создаваемым нелокализованными электронами.



**Рис. 1.** Зависимость плотности тока *j*, максимального усиления *G*<sub>max</sub> (a), частоты в максимуме усиления v<sub>max</sub> (б) от напряжения на одном каскаде *V*<sub>1</sub>. Цифрами обозначены туннельные резонансы основного и первого возбужденного состояния через 2, 3, 4 и 5 периодов сверхрешетки. Квадраты волновых функций и излучательные переходы (в) при напряжении на каскаде *V*<sub>1</sub> = 22 мВ



**Рис. 2.** Зависимость суммарной плотности тока *j*, средней по структуре плотности тока нелокализованных *j*<sub>cont</sub> и локализованных *j*<sub>ioc</sub> носителей от среднего напряжения на одном каскаде *V*<sub>1</sub> (а). Зависимость напряжения на одном каскаде *V*<sub>1</sub> (б) от координаты *z* вдоль нормали к плоскости слоев, и зависимость плотности тока *j* через структуру от времени *t* (в) при подаче ступеньки напряжения. Цифрами на рис. 2 (б) обозначены моменты времени в нс

Базовые уравнения включали уравнение Пуассона, а также уравнения непрерывности для тока локализованных состояний и состояний континуума с учетом диффузионного вклада [2]. Полагалось, что переходы между локализованными и нелокализованными состояниями в основном обусловлены туннелированием. Скорость дрейфа электронов континуума считалась раной 6.10<sup>6</sup> см/с.

Величина шунтирующего тока, создаваемого электронами континуума, быстро увеличивается с ростом напряжения и может значительно превышать ток через локализованные состояния (рис. 2а). На участках с положительным дифференциальным сопротивлением имеется плавная пространственная неоднородность электрического поля, которая приводит к снижению максимального усиления структуры по сравнению с расчетами одного каскада. На участках с отрицательным дифференциальным сопротивлением возникают домены электрического поля с резкими границами (рис. 2б). Напряжения в доменах соответствует соседним участкам ВАХ с положительным дифференциальным сопротивлением. Границы между доменами могут двигаться в течении импульса накачки, приводя к пульсациям тока через структуру (рис. 2в).

Таким образом, проведенные вычисления показали важность учета пространственной неоднородности электрического поля и шунтирующего тока электронов континуума при анализе характеристик квантово-каскадных лазеров на основе сверхрешеток с лестницами Ванье-Штарка.

### Благодарности

Авторы благодарны А.А. Андронову за полезный обмен мнениями при разработке физической модели квантово-каскадных лазеров.

- Андронов А.А., Додин Е.П., Зинченко Д.И., и др. // Письма в ЖЭТФ, Т. 102, № 4, 235 (2015).
- Ушаков Д.В., Афоненко А.А., Дубинов А.А., *и др.* // Квантовая электроника, Т. 49, № 10, 913 (2019).

# Исследование интерфейсов гетероструктур квантово-каскадных лазеров ТГц диапазона

### Ан.А. Афоненко<sup>1</sup>, А.А. Афоненко<sup>1\*</sup>, Д.В. Ушаков<sup>1</sup>, С.С. Пушкарев<sup>2</sup>, Р.А. Хабибуллин<sup>2</sup>

1 Белорусский государственный университет, пр. Независимости, 4, Минск, 220030, Беларусь.

<sup>2</sup> Институт сверхвысокочастотной полупроводниковой электроники РАН, Нагорный пр., 7/5, Москва, 117105, Россия.

#### \*afonenko@bsu.by

В работе проведен анализ ПЭМ изображений квантово-каскадных лазерных гетероструктур ТГц-диапазона. Обнаружено, что толщина переходных слоев гетерограниц исследованных образцов составляет 1.0–1.8 нм, среднеквадратичное отклонение состава гетеросоединения  $\Delta x \sim 0.015$ . Автокорреляционная функция флуктуаций состава имеет резкий максимум протяженностью 0.3 нм. В пределах этого максимума автокорреляционная функция уменьшается от 1 до 0.5. Далее она имеет затухающий осциллирующий вид с постоянной затухания около 12 нм и периодом осцилляций 24 нм.

#### 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.

В работе проанализированы характеристики ПЭМ изображения трёх квантово-каскадных гетероструктур Al<sub>0.15</sub>Ga<sub>0.85</sub>As/GaAs, найдены размеры переходных областей, среднеквадратичные флуктуации состава и их автокорреляционные функции.

### Анализ флуктуаций компонентного состава гетеросоединения

Изображения отдельных элементарных ячеек имеют ют внутреннюю структуру (рис. 1а), поэтому даже для ряда одинаковых ячеек математическая дисперсия интенсивности не равняется нулю. Для вычисления флуктуаций интенсивность изображения предварительно усреднялась по каждой элементарной ячейке в отдельности (рис. 1б). В данном случае элементарные ячейки имели форму ромба. Далее высчитывалось среднее в каждой строке изображения (рис. 2а), и оно вычиталось из всех пикселей этой строки.

Как видно на рис. 2а, препарат для ПЭМ был изготовлен не в форме плоскопараллельной пластинки,

а в форме клина. Поэтому профиль интенсивности ПЭМ-сигнала вдоль оси *z* имеет общий линейный наклон, а гистограмма интенсивностей пикселей не имеет два четко выраженных максимума, соответствующих квантовой яме и барьеру (рис. 26).

На анализ флуктуаций влияет только неравномерность засветки вдоль плоскости слоев. Чтобы от нее избавиться, к исходному ПЭМ изображению добавлялся линейный градиентный фон таким образом, чтобы суммарная корреляция интенсивности всех пикселей с координатой обращалась в ноль. Полученные после этого величины флуктуаций интенсивности ПЭМ-сигнала изображены рис. 1в. Среднеквадратичное отклонение составило 2.0 усл. ед. С учетом разницы интенсивности пикселей в квантовой яме и в барьере (около 20 усл. ед.), среднеквадратичное отклонение состава гетеросоединения можно оценить величиной  $\Delta x \sim 0.015$ . Следует отметить, что на приведенном снимке нет заметных различий в флуктуациях состава гетеросоединения в центральных частях квантовых ям GaAs и переходных слоев гетерограниц Al<sub>0.15</sub>Ga<sub>0.85</sub>As / GaAs.

Автокорреляционные функции флуктуаций состава гетеросоединения получены как среднее автокорреляционных функций пяти гетерограниц и двух квантовых ям (рис. 2в). Они имеют резкий максимум протяженностью 0.3 нм, что соответствует расстоянию между элементарными ячейками. В пределах этого максимума автокорреляционные функции уменьшаются от 1 до 0.5. Далее они имеют затухающий осциллирующий вид. Постоянная затухания составляет 12 нм, период осцилляций около 24 нм. Различие между автокорреляционными функциями центральных частей квантовых ям и



**Рис. 1.** Исходное ПЭМ изображение структуры (а), изображение структуры после усреднения интенсивности по элементарным ячейкам (б), флуктуационная составляющая изображения (в) (зеленые и красные области соответствуют положительным и отрицательным отклонениям от средних по строкам величин). Ширина изображения 36 нм



**Рис. 2.** Зависимость средней по строкам интенсивности пикселей обработанного ПЭМ изображения от координаты *z* (а), гистограмма интенсивностей пикселей обработанного ПЭМ изображения (б), автокорреляционная функция флуктуаций *K*(*z*) обработанного ПЭМ изображения в области гетерограниц (синяя линия) и средней части квантовых ям (красная линия) (в)

переходных слоев гетерограниц заметно только на расстояниях больше 15 нм, но, скорее всего, оно обусловлено случайным фактором из-за ограниченности размеров снимка (36 нм).

### Анализ профиля гетероструктуры

Толщина переходных слоев гетерограниц составила 1.0–1.8 нм (рис. 2а). Поэтому в узких слоях (< 4 нм) средний состав оказывается отличным от заданного. Анализ не выявил существенных различий профиля гетеропереходов квантовая яма – барьер и барьер – квантовая яма.

Отклонение периода от заданного (~ 450 Å) составило –3.3, +5.2 и –14.5 Å для трех исследованных образцов (относительное отклонение –0.7 %, 1.2%, 3.2% соответственно). При этом генерация лазерного ТГц-излучения была получена только на первых двух структурах. Проведенное моделирование характеристик квантово-каскадных лазеров с учетом измеренных толщин также подтверждает вывод о том, что отклонение периода сверхрешетки не должны превышать 3% [1].

Таким образом, в работе разработана методика и проведен анализ ПЭМ изображений гетероструктур квантово-каскадных лазеров. Найдены размеры переходных областей, среднеквадратичные флуктуации состава и их автокорреляционные функции.

Работа выполнена в рамках государственного задания Минобрнауки России Института сверхвысокочастотной полупроводниковой электроники РАН.

### Литература

 Ушаков Д.В., Афоненко А.А., Дубинов А.А., *и др.* // Квантовая электроника, Т. 49, № 10, 913 (2019).

# Поверхностно-излучающие квантовокаскадные лазеры в геометрии кольцевого резонатора

А.В. Бабичев<sup>1, \*</sup>, Е.С. Колодезный<sup>1</sup>, А.Г. Гладышев<sup>2</sup>, Д.В. Денисов<sup>3</sup>, Г.В. Вознюк<sup>4</sup>, Д.И. Курицын<sup>5</sup>, Д.А. Михайлов<sup>4</sup>, Д.В. Чистяков<sup>4</sup>, М.И. Митрофанов<sup>4</sup>, В.В. Дюделев<sup>4</sup>, С.О. Слипченко<sup>4</sup>, А.В. Лютецкий<sup>4</sup>, В.П. Евтихиев<sup>4</sup>, Л.Я. Карачинский<sup>1,2,4</sup>, И.И. Новиков<sup>1,2,4</sup>, Г.С. Соколовский<sup>4</sup>, Н.А. Пихтин<sup>4</sup>, С.В. Морозов<sup>5</sup>, А.Ю. Егоров<sup>1</sup>

<sup>1</sup> Национальный исследовательский университет ИТМО, пр. Кронверкский, 9, Санкт-Петербург, 197101.

<sup>2</sup> ООО «Коннектор Оптикс», ул. Домостроительная, 16, Санкт-Петербург, 194292.

<sup>3</sup> Санкт-Петербургский государственный электротехнический университет «ЛЭТИ» имени В. И. Ульянова (Ленина), ул. Профессора Попова, 5, Санкт-Петербург, 197022.

<sup>4</sup> Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук, ул. Политехническая, 26, Санкт-Петербург, 194021.

<sup>5</sup> Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, д. 7, Нижний Новгород, 607680.

\*a.babichev@mail.ioffe.ru

Представлены результаты исследований квантово-каскадных лазеров с кольцевым резонатором с поверхностным выводом излучения через дифракционную решетку, сформированную в слоях верхней обкладки волновода методом ионно-лучевого травления. Исследования спектров генерации в диапазоне температур 8–293 К показали, что величина межмодового расстояния в спектрах поверхностной генерации данного типа лазеров соответствует модам шепчущей галереи.

### Введение

К настоящему моменту, достигнут значительный прогресс в области формирования поверхностноизлучающих квантово-каскадных лазеров (ККЛ) среднего ИК диапазона в конструкции с селективным кольцевым резонатором. Также представлены результаты по реализации поверхностноизлучающих ККЛ в конструкции с селективным кольцевым резонатором, излучающих в ТГц диапазоне. Реализация поверхностного вывода излучения осуществлена за счет формирования дифракционной решетки второго порядка в слоях верхней обкладки волновода методом сухого ионного травления через маску, сформированную электроннолучевой литографией.

В настоящей работе представлены результаты по формированию и изучению характеристик поверхностно-излучающих ККЛ спектрального диапазона 7.5–8.0 мкм в конструкции кольцевого резонатора с дифракционной решеткой, сформированной методом ионно-лучевого травления.

### Эксперимент

Гетероструктура ККЛ была выращена на подложке InP с ориентацией (001) компанией «Коннектор Оптикс» на промышленной установке молекуляр-

но-пучковой эпитаксии Riber 49 на основе конструкции волновода, ранее описанной в [1], что позволило реализовать мощные ККЛ в полосковой конструкции с рекордной выходной оптической мощностью вблизи 8 мкм излучения превышающей 6.5 Вт с одного зеркала при комнатной температуре [2]. Активная область сформирована на основе герастворов теропары твердых In<sub>0.53</sub>Ga<sub>0.47</sub>As /Al<sub>0.48</sub>In<sub>0.52</sub>As с двухфононным опустошением нижнего уровня в каскаде. При формировании кристалла ККЛ использована конструкция глубокой мезы с затравом в подложку. Внешний радиус кольцевого резонатора составил 201 мкм. Ширина резонатора вблизи поверхности составила 20 мкм. Монтаж лазерного кристалла проводился подложкой на медный теплоотвод при помощи индиевого припоя. Травление решетки проводилось в сверхвысоком вакууме фокусированным пучком ионов галлия с энергией 30 кэВ и рабочем токе 490 пА, сфокусированным в пятно диаметром 40 нм. Доза облучения при травлении составляла 4.5 × 10<sup>10</sup> пКл/см<sup>2</sup>. В слоях верхней обкладки ККЛ вытравлено 9 штрихов дифракционной решетки. Штрихи имеют форму правильной трапеции с периодом следования (в угловых координатах) 18.9°. Глубина травления составила 800±100 нм, с учетом толщины верхней металлизации на основе слоев Ti-Pt-Au с

суммарной толщиной порядка 605 нм. Спектры генерации измерялись в пошаговом режиме. Длительность импульса составляла 100 нс, с частотой повторения 10 кГц. Кристалл ККЛ с кольцевым резонатором располагался внутри гелиевого криостата замкнутого цикла. Температура кристалла изменялась в диапазоне 8–77 К. Измерения при температуре 293 К проводились с температурной стабилизацией на модуле Пельтье.

### Результаты

При температуре 8 К в спектре поверхностной лазерной генерации наблюдается 8 оптических мод вблизи 7.52 мкм, отстоящих друг от друга на расстояние  $\Delta \lambda$  порядка 13 нм. Значение  $\Delta \lambda$  соотносится с межмодовым расстоянием мод шепчущей галереи, определяемым на основе выражения  $\Delta \lambda$  =  $=\lambda^2/(2\pi R_{out})n_{eff}$  и  $n_{eff}=3.28$ , где  $n_{eff}$  – эффективный показатель преломления, Rout – внешний радиус кольцевого резонатора,  $\lambda$  – длина волны излучения. Увеличение температуры до 77 К приводит к длинноволновому сдвигу положения мод в спектрах генерации, что может быть обусловлено уменьшением разрыва зоны на гетерогранице с ростом температуры. Спектры генерации, измеренные при температуре 77 К и различных уровнях токовой накачки, представлены на рис. 1.



**Рис. 1.** Спектры лазерной генерации, измеренные при температуре 77 К

Межмодовое расстояние  $\Delta\lambda$  составило порядка 14 нм. При уровне токовой накачки свыше 12 пороговых значений  $I_{th}$  наблюдается дополнительная группа оптических мод (превалирующих), расположенных вблизи 7.65 мкм. В отличие от случая полукольцевых лазеров аналогичного радиуса, для которых с ростом тока накачки до величины  $10 \times I_{th}$  наблюдалось существенное расширение спектра

генерации (до 435 нм) [3], в исследуемых ККЛ с кольцевым резонатором уширение спектра генерации при увеличении уровня накачки до  $20 \times I_{ch}$  не наблюдалось. Пороговое значение тока  $I_{th}$  составило 0.17 А, что соответствует низкой плотности порогового тока  $j_{thRingSE} = 0.7 \text{ кA/см}^2$ . Стоит отметить, что ранее для полукольцевых (HalfRing) ККЛ аналогичного радиуса 191 мкм величина  $j_{thHalfRing} = 1.4 \text{ кA/см}^2 = 2 \times j_{thRingSE}$ , что обусловлено дополнительным вкладом оптических потерь на зеркалах полукольцевого лазера [3].

При температуре до 293 К генерация наблюдается вблизи 7.85 мкм. Вблизи порогового значения спектр генерации представлен 4 оптическими модами, отстоящими друг относительно друга на расстояние 14.3 нм. Пороговая плотность тока составила 0.85 А ( $j_{th} = 3.5 \text{ кA/см}^2$ ). Проведено измерение дальнего поля ККЛ в геометрии кольцевого резонатора. Результаты будут представлены в ходе доклада.

### Заключение

В ходе исследований продемонстрирована лазерная генерация ККЛ с кольцевым резонатором в диапазоне температур 8–293 К. Реализован поверхностный вывод излучения через дифракционную решетку, сформированным в слоях верхней обкладки волновода методом ионно-лучевого травления. Лазерная генерация при температуре 293 К наблюдалась вблизи 7.85 мкм. Величина Δλ соответствует случаю мод шепчущей галереи.

### Благодарности

Работа выполнена за счет гранта Российского научного фонда (проект № 20-79-10285).

- Babichev A.V., Gladyshev A.G., Kurochkin A.S., et al. // Technical Physics Letters, V. 45, 398 (2019).
- Dudelev V.V., Savchenko G.M., Mikhailov D.A., et al. // OSA Technical Digest (Optical Society of America, 2020), paper NoTh1E.5 (2020). doi: 10.1364/NOMA.2020.NoTh1E.5
- Babichev A.V., Pashnev D.A., Gladyshev A.G., et al. // Optics and Spectroscopy, V. 128, 1187 (2020).

# Мощные импульсные излучатели на основе эпитаксиально-интегрированных гетероструктур

# Т.А. Багаев<sup>1,\*</sup>, А.А. Мармалюк<sup>1</sup>, М.А. Ладугин<sup>1</sup>, Ю.В. Курнявко<sup>1</sup>, В.В. Кричевский<sup>1</sup>, В.П. Коняев<sup>1</sup>, В.А. Симаков<sup>1</sup>, С.О. Слипченко<sup>2</sup>, А.А. Подоскин<sup>2</sup>, Н.А. Пихтин<sup>2</sup>

<sup>1</sup>Научно-исследовательский институт «Полюс» им. М.Ф. Стельмаха, ул. Введенского, 3, корп. 1, Москва, 117342. <sup>2</sup>Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, Россия, 194021 С.-Петербург, ул. Политехническая, 26 \*bagaevtimur@mail.ru

Представлены результаты сравнительных экспериментальных исследований монолитных лазеров-тиристоров с тремя излучающими областями и гибридные лазеры-тиристоры, представляющие собой последовательно соединенные через припойный контакт кристаллов тиристора и интегрированного полупроводникового лазера с тремя излучающими областями. Тройной монолитно-интегрированный лазер-тиристор продемонстрировал выходную мощность ~120 Вт при напряжении включения 18 В. Гибридный лазер-тиристор с тремя излучающими областями характеризовался повышенным напряжением включения и, благодаря этому, достигал ~170 Вт при напряжении 28 В.

### Введение

Для обеспечения работы полупроводниковых лазеров в импульсном режиме генерации принято использовать управляющий контур с разрядной емкостью и электронным ключом (транзистором, динистором или тиристором). Перспективным путем к повышению выходных характеристик таких излучателей является эпитаксиальная интеграция лазерной и управляющей частей в рамках одной гетероструктуры. Продемонстрированы лазеры-тиристоры, созданные по указанной схеме и обеспечивающие выходную мощность ~50 Вт в режиме коротких импульсов (100 нс, 10 кГц) [1]. Переход в лазерной части к двум и трем туннельно-связанным излучающим областям позволяет увеличить квантовую эффективность и выходную мощность таких приборов [2]. Вместе с тем, для монолитно-интегрированных лазеров-тиристоров наблюдается эффект снижения напряжения включения за счет поглощения обратно-смещенной базовой областью тиристорной части спонтанного излучения активной области лазерной секции [3]. Это уменьшает величину протекаемого через прибор тока накачки и ограничивает выходную мощность. Одним из путей снижения отрицательной роли данного эффекта является создание гибридного лазера-тиристора, в котором отдельные кристаллы лазера и тиристора соединяются последовательно посредством припойного контакта. При этом наряду с ростом напряжения включения, увеличиваются массогабаритные параметры прибора, снижается эффективность его работы, растет

тепловыделение. Данная работа посвящена экспериментальному сравнению указанных подходов создания мощных лазеров-тиристоров.

#### Эксперимент

Эпитаксиально-интегрированные и гибридные гетероструктуры лазера-тиристора изготовлены на основе системы материалов (In)GaAs/AlGaAs/GaAs. Указанные гетероструктуры формировались методом MOC-гидридной эпитаксии на подложках GaAs.



**Рис. 1.** Схематическое изображение зонной диаграммы одиночного (1), двойного (2) и тройного (3) лазера-тиристора

Зонная диаграмма гетероструктур одиночного лазера-тиристора схематично представлена на рис. 1(1). Для получения двойного и тройного лазера-тиристора к одиночному лазеру-тиристору через туннельный переход добавлена вторая и третья излучающие лазерные секции (рис. 1(2), (3)). Для создания гибридных излучателей типа лазер-тиристор отдельно выращены лазерные гетероструктуры с 3 излучающими областями и тиристорная гетероструктура.

На основе полученных гетероструктур изготавливались лазеры-тиристоры и проводились их измерения в импульсном режиме работы (100 нс, 10 кГц)

### Результаты и обсуждение

На рис. 2 представлены данные по выходной импульсной мощности монолитного лазера-тиристора, гетероструктура которого представляет собой единый полупроводниковый кристалл, где интегрированны переключатель (тиристор) и лазерные секции, соединенные между собой туннельным переходом. Видно, что при увеличении числа лазерных секций до двух и трех при прочих равных условиях, такой прибор характеризуется увеличенной в 1,7 и 2,3 раза квантовой эффективностью соответственно по сравнению с одиночным лазером-тиристором и в импульсном режиме генерации позволяет достигать соответственно 90 и 120 Вт выходной оптической мощности при токах 80 А.



**Рис.** 2. Ватт-амперная характеристика одиночного (1), двойного (2) и тройного (3) лазера-тиристора

Однако, поглощение в обратно-смещенной базовой области тиристорной части спонтанного излучения активной области лазерной секции ведет к снижению напряжения переключения, что в свою очередь уменьшает максимальный ток накачки. Проверка этого эффекта проводилась на гибридном лазере-тиристоре, состоящим из дискретных кристаллов лазера с тремя излучающими секциями и тиристора, соединенных припоем. Гетероструктуры гибридных тиристора и лазера идентичны по составу, легированию и толщине слоев тиристорной и лазерной части в монолитно-интегрированном лазере-тиристоре. В полученных тиристорах было получено максимальное напряжение включения ~50 В. В гибридном лазере-тиристоре при напряжении включения 28 В и токе 75 А получена выходная мощность ~170 Вт (рис. 3).



**Рис. 3**. Ватт-амперная характеристика тройного гибридного лазера-тиристора

В данном исследовании показано, что переход от интегрированных гетероструктур к гибридному исполнению лазера-тиристора способствует повышению выходной мощности с одновременным повышением массогабаритных параметров, ухудшению тепловых характеристик и снижению надежности.

- Slipchenko S.O., Podoskin A.A., Soboleva O.S., *et al.* // J. Appl. Phys., V. 121, 054502 (2017).
- Коняев В.П., Мармалюк А.А., Ладугин М.А., *и др.* // Физика и техника полупроводников, Т. 48, 104 (2014)
- Podoskin A.A., Soboleva O.S., Zakharov M.S., et al. // Semicond. Sci. Technol. V.30 125011 (2015)

### Влияние упругих напряжений и температуры на фотолюминесценцию локально растянутых Ge микромостиков

Н.А. Байдакова<sup>1,\*</sup>, А.Н. Яблонский<sup>1</sup>, Н.С. Гусев<sup>1</sup>, Е.Е. Морозова<sup>1</sup>, Д.В. Шенгуров<sup>1</sup>, Д.В. Юрасов<sup>1</sup>, В.Я. Алешкин<sup>1,2</sup> и А.В. Новиков<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup> Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, д. 7, Нижний Новгород, 607680.

<sup>2</sup> ННГУ им. Н.И.Лобачевского, пр. Гагарина 23, Нижний Новгород, 603950.

\*banatale@ipmras.ru

В работе исследовано изменение ФЛ напряженного Ge, связанное с изменением деформации растяжения при движении вдоль «прилепленных» Ge мостиков, и проведено сравнение с теоретической оценкой. Продемонстрировано отсутствие влияния температуры на величину деформации растяжения в исследуемых структурах.

### Введение

Важной задачей современной кремниевой оптоэлектроники является создание на кремнии коммерчески доступного эффективного источника излучения ближнего ИК диапазона. Одним из вариантов решения данной задачи является использование в качестве активной среды деформированного Ge. Объёмный Ge, являющийся непрямозонным материалом, тем не менее характеризуется малой (140 мэВ при 300 К) энергетической разницей между значениями ширины прямой и непрямой запрещенных зон. За счет деформации растяжения эта разница может быть уменьшена вплоть до нуля [1]. Формирование сильно растянутого Ge может быть обеспечено в локальных областях исходной напряженной пленки Ge, выращенной на Si (либо SOI) подложке, с использованием так называемого «метода концентрации напряжений» [2]. С использованием данного подхода были сформированы Ge микромостики, характеризующихся величиной одноосных растяжений до 2.5 %. Для создания эффективных светоизлучающих структур на базе локальнодеформированных Ge микроструктур необходимо доскональное понимание влияния различных параметров, как самих мостиков, так и условий измерения, на их оптические свойства. Изучению данных зависимостей и посвящена представляемая работа.

### Методика эксперимента

Исследованные в работе Ge микромостики были сформированы с использованием лазерной литографии, плазмохимического и «влажного» травления на основе сильнолегированных растянутых слоев Ge, выращенных на подложках SOI. Хороший теплоотвод от исследованных Ge микромостиков осуществлялся за счет адгезии активной области структуры к нижележащим слоям за счет действия капиллярных сил [3].

Исследования оптических свойств локально-деформированных Ge структур проводились методом стационарной спектроскопии микро-ФЛ. Для возбуждения сигнала ФЛ использовалось импульсное (частота повторения 80 МГц, длительность импульса 100 пс) излучение второй гармоники Nd:YAG лазера (532 нм). Фокусировка лазерного луча и сбор излучения с поверхности исследуемых структур осуществлялись с помощью объектива, обеспечивающего размер пятна возбуждения на образце ~ 3 мкм. Регистрация спектров микро-ФЛ осуществлялась с помощью решеточного монохроматора Acton 2300i и многоканального детектора ОМА-V на основе линейки фотодиодов InGaAs (диапазон длин волн 0.8-2.1 мкм). Измерения проводились при температурах от 80 К до 320 К, для чего образец помещался в специализированный проточный криостат для исследований в режиме микро-ФЛ.

### Результаты и обсуждение

Были исследованы спектры ФЛ серии Ge микромостиков, характеризующихся различной длиной (5, 10 и 15 мкм). Благодаря движению дна Г-долины Ge вниз по энергии при одноосном растяжении [1], сигнал ФЛ ото всех исследованных мостиков (например, кривая 1 на рис. 1а) наблюдался в области меньших энергий, чем сигнал ФЛ непроцессированной области структуры (кривая 7 на рис. 1а). При этом уменьшение длины микромостиков сопровождалось смещением спектров ФЛ в область меньших энергий, так как удлинение мостиков приводит к уменьшению величины деформаций. В работе представлены результаты, полученные для мостиков длиной 5 мкм.

С использованием методики спектроскопии микро-ФЛ было проведено качественное исследование распределения напряжений в Ge микромостиках. На рис. 1а приведены спектры ФЛ при комнатной температуре, полученные в точках, указанных на вставке. Видно, что движение от центра мостика в направлении непроцессированной области структуры сопровождается сдвигом спектра ФЛ в более высокоэнергетическую область, вызванным уменьшением величины упругих напряжений. Наблюдаемый сдвиг также сопровождается уменьшением интенсивности ФЛ. Было проведено теоретическое моделирование спектра ФЛ, соответствующего центру мостика (точке наибольшего растяжения), которое показало, что при комнатной температуре положение края спектра ФЛ соответствует одноосной деформации на уровне 2%.

На рис. 2 приведена тепловая карта ФЛ в Ge мостиках и их окрестностях. По горизонтали отложена координата вдоль мостика (границы мостика отмечены вертикальной пунктирной линией). Запись спектров ФЛ осуществлялась с шагом 2 мкм, интенсивность ФЛ характеризуется цветом. Поскольку движение вдоль оси мостика сопровождается уменьшением одноосной деформации, поверх тепловой карты наложены зависимости энергий перехода в растянутом германии от величины деформации.



Рис. 1. Спектры ФЛ Ge мостика (длина мостика 5 мкм) в разных точках при 300 К (а) и в центре мостика (точка 1) при разных температурах (b)

Сравнение экспериментальной и расчётной картины показывает, что сигнал ФЛ при комнатной температуре связан с переходами из Г-долины в подзоны легких и тяжелых дырок. Расщеплением подзоны дырок из-за деформации Ge объясняется наблюдение двух пиков в спектре. При низких температурах (80 K), благодаря большему времени жизни носителей и меньшей заселенности Г-долины, также удается наблюдать сигнал, связанный с непрямыми переходами в Ge.



Рис. 2. Зависимости энергий переходов в растянутом Ge от величины деформации (расчёт), наложенные на тепловую карту ФЛ Ge мостиков при 80К и 300К

Увеличение температуры от 80К до 300К сопровождается сдвигом сигнала ФЛ в область меньших энергий (рис. 1b), соответствующим температурному сужению запрещенной зоны, что было подтверждено сравнением с результатами теоретических расчетов температурной зависимости энергии переходов. То есть, для «прилепленных» мостиков, характеризующихся улучшенным теплоотводом, не наблюдается увеличение растяжения при снижении температуры, как это происходит со свободновисящими мостиками, для которых наблюдалась лазерная генерация [4]. Данный факт необходимо учитывать в дальнейшем при проведении работ по достижению стимулированного излучения в структурах с Ge мостиками.

Работа выполнена с использованием оборудования Центра коллективного пользования «Физика и технология микро- и наноструктур» ИФМ РАН.

- 1. Boztug C., et al. // ACS Nano, V. 8, 3136 (2014).
- Suess M.J., Minamisawa R.A., *et al.* // Nature Photonics, V. 7, 466 (2013).
- 3. Юрасов Д.В., *и др. //* ФТП, Т. 53, 1360 (2019).
- F.T. Armand Pilon et al. // Nat. Communications, V. 10, 2724 (2019).

### Особенности выращивания лазерных гетероструктур с квантовыми точками InGaAs/GaAs методом МОС-гидридной эпитаксии на подложках Ge/Si

# Н.В. Байдусь<sup>1, \*</sup>, В.Я. Алешкин<sup>2</sup>, А.А. Дубинов<sup>2</sup>, А.В. Круглов<sup>1</sup>, С.М. Некоркин<sup>1</sup>, А.В. Новиков<sup>2</sup>, А.В. Рыков<sup>1</sup>, П.А. Юнин<sup>2</sup>, Д.В. Юрасов<sup>2</sup>

1 ННГУ им. Н.И.Лобачевского, пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950.

<sup>2</sup> Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, д. 7, д. Афонино, Нижегородская обл., Кстовский район, 603087.

\*bnv@nifti.unn.ru

Проводится сравнение особенностей выращивания квантовых точек (KT) InGaAs методом субмонослойного осаждения на точно ориентированных подложках GaAs (001) и Ge/Si(001). Главная причина различия в формировании KT на GaAs (001) и Ge/Si(001) подложках обусловлена наличием антифазных границ на поверхности буферного слоя GaAs, выращенного на подложках Ge/Si. Оптимизация режима выращивания и выбор подложки кремния с малым отклонением (0,2°) позволили значительно снизить плотность антифазных границ и получить лазерную гетероструктуру с многослойными KT (5 слоев) на подложке Ge/Si с удовлетворительными и близкими для обоих типов подложек параметрами.

В настоящее время в мире бурно развиваются исследования в области гибридных лазеров, когда лазерная структура на основе полупроводников АЗВ5 выращивается на кремниевой подложке [1]. Такой лазер необходим для оптических межсоединений в области длин волн прозрачности объемного кремния (длина волны > 1.1 мкм при комнатной температуре). В качестве активной среды часто используются квантовые точки (КТ) InAs, т.к. они менее чувствительны к дефектам структуры (в сравнении с квантовыми ямами (КЯ) InGaAs/GaAs), плотность которых выше при росте на чужеродных подложках [2]. Данная работа посвящена особенностям выращивания лазерных гетероструктур с многослойными КТ на подложках GaAs и Ge/Si (001).

### Методика эксперимента

Гетероструктуры (ГС) выращивали методом MOCгидридной эпитаксии на установке AIX 200RF на подложках GaAs(100) и GaAs/Ge/Si(100). Технология роста методом МЛЭ и характеристики подложек Ge/Si приведены в [2]. На Ge/Si выращивали буферный слой GaAs с зародышевым слоем Al<sub>0.3</sub>Ga<sub>0.7</sub>As (подробнее см. в [3]). Рост GaAs включает в себя три циклических отжига и 10 КЯ в качестве дислокационного фильтра. Для данного опыта была отобрана подложка кремния с отклонением  $0,2^{\circ}$  от <100> в направлении <110>. Плотность антифазных границ (АФГ) была снижена до 0,2 мкм<sup>-1</sup>. В одном цикле выращивали ГС на обоих типах подложек. Источниками элементов являлись триметилгаллий, триметилиндий, триметилалюминий и арсин. Были выращены ГС двух видов: 1) для изучения КТ с помощью атомно силовой микроскопии (АСМ), 2) лазерные структуры с волноводом. Гетероструктура первого вида состоит из слоя объемных КТ InGaAs/GaAs и слоя поверхностных КТ. Толщина спейсерного слоя GaAs между слоями КТ составляет 20 нм. Последний слой КТ заращивался 2 нм покровным слоем. Лазерная ГС для оптической накачки состоит из буферного слоя GaAs, барьерного слоя Al<sub>0.8</sub>Ga<sub>0.2</sub>As, волноводного слоя GaAs толщиной 300 нм в середине которого находятся 5 слоев КТ и поверхностного барьера AlGaAs (300нм). КТ InGaAs выращены методом циклического субмонослойного осаждения [4]. Температура осаждения КТ составляла 500°С для первой ГС и 505°С для лазерной. ГС исследованы методами спектроскопии фотолюминесценции (ФЛ) при 300К лазером 780 нм (20мВт), а ГС первого типа также методом АСМ.

### Результаты и обсуждение

На рис. 1 представлены АСМ изображения с поверхностных КТ на подложках GaAs (A) и Ge/Si (Б). Несмотря на различие в морфологии КТ, связанное с повышенной дефектностью виртуальной подложки, плотность КТ на обоих подложках составляет  $(3\div 4)\cdot 10^9$  см<sup>-2</sup>.



**Рис. 1.** АСМ изображение поверхностных КТ выращенных в одном ростовом цикле на подложке GaAs (A) и на виртуальной подложке GaAs/Ge/Si (Б). Поверхностная плотность КТ 3·10<sup>9</sup> см<sup>-2</sup>

Спектры ФЛ объемного слоя КТ этих ГС приведены на рисунке 2. Интенсивность ФЛ КТ на Ge/Si (кривая 2) ниже по интенсивности в 5 раз в сравнении с КТ на подложке GaAs (кривая 1). Спектр 2 промодулирован интерференционными полосами, связанными с отражением от слоя германия.







Рис. 3. ФЛ лазерной гетероструктуры с 5 слоями КТ на подложке GaAs (1) и Ge/Si (2)

Спектры ФЛ лазерных гетероструктур приведены на рисунке 2. Несмотря на увеличение числа слоев КТ до пяти, соотношение интенсивностей в максимуме ФЛ для разных подложек сохраняется (различие в 5 раз). Интенсивность ФЛ лазерных ГС ниже в сравнении с предыдущей ГС, что связано с меньшим объемом, где поглощается возбуждающее ФЛ излучение (волновод 300 нм, в сравнении с 2 мкм в структуре первого типа). Разница в длинах волн ФЛ в пробной и лазерной ГС обусловлена различием в температуре роста КТ в 5°С.

Таким образом, в работе показана возможность преодолеть основные трудности выращивания качественных гетероструктур с многослойными КТ на подложках Ge/Si путем применения слабо отклонённой (на 0,2°) подложки кремния и подбора состава зародышевого слоя AlGaAs.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (проект 18-29-20016).

- Norman J.C., Jung D., Wan Y., *et al.* // APL Photonics, V. 3, 030901 (2018).
- Aleshkin V.Ya., Baidus N.V., Dubinov A.A., *et al.* // Appl. Phys. Lett., V. 109, 061111 (2016).
- Рыков А.В., Крюков Р.Н., Самарцев И.В., *и др.* // ПЖТФ, Т. 47, вып.8 (2021) (в печати).
- 4. Алёшкин В.Я., Байдусь Н.В., Дубинов А.А., *и др.* // ФТП, Т.53, вып.8, 1159 (2019).

# Оптимизация условий поперечного вывода в одномодовых РОС лазерах на основе полупроводниковых гетероструктур

### В.Р. Барышев, Н.С. Гинзбург, Е.Д. Егорова, В.Ю. Заславский, А.М. Малкин, А.С. Сергеев

Институт прикладной физики РАН, ул. Ульянова, 46, Нижний Новгород, 603155. vrbaryshev@gmail.com

Исследована возможность использования нескольких пространственных гармоник брэгговской решетки в гетеролазерах для одновременной реализации связи волновых потоков в плоскости структуры и вывода излучения в поперечном направлении. Показана возможность реализации стационарных режимов генерации с плоским вдоль всей структуры фазовым фронтом генерируемого излучения. Исследованы особенности вывода излучения с использованием второй и третьей пространственных гармоник и определена эффективность поперечного вывода основной части светового потока.

### Введение

Форма спектра и диаграммы направленности излучения, наряду с интенсивностью светового потока, являются критически важными свойствами лазерных структур для ряда приложений. При увеличении мощности лазера за счет увеличения размеров, для сохранения спектральных свойств необходима пространственная синхронизация излучения вдоль всего объема активной области. Для планарных активных сред на основе полупроводниковых гетероструктур типичным механизмом синхронизации является использование распределенной обратной связи (РОС) которая реализуется за счет периодическойй модуляции коэффициента преломления на поверхности структуры, либо в одном из ее слоев. Участок планарной структуры с модуляцией является резонатором, имеющим высокодобротные моды в спектральной полосе усиления активной среды. При этом эффективную селекция мод реализуется за счет различия добротности мод с различными индексами. В результате, оказывается возможной одномодовая генерация в планарных лазерных структурах с размерами, многократно превышающими длину волны излучения.

Одним из важных факторов, потенциально ограничивающих мощность одномодовых режимов генерации РОС-лазеров является отражения излучения от границ лазерной структуры. Являясь паразитным механизмом обратной связи, такое отражение снижает селективные свойства брэгговских структур, поскольку уравнивает декременты затухания различных мод. Уменьшить подобные отражения можно за счет вывода генерируемого излучения в поперечном плоскости волновода направлении [1,2]. В настоящей работе показано, что за счет использования брэгговских решеток, содержащих несколько пространственных гармоник коэффициента преломления, возможна синхронизация излучения и одновременно вывод светового потока со всей площади активной области. Одновременно снижается влияние границ структуры на спектр собственных мод.

### Схема лазера

В рассматриваемой схеме (Рис. 1) лазер представляет собой прямоугольный участок тонкого планарного диэлектрического волновода с модуляцей поверхности, которая задана таким образом, что помимо основной пространственной гармоники с периодом  $d_1 = \pi/h$ , содержит также гармоники  $d_2=2\pi/h$  или  $d_3=3\pi/h$ , где h – продольное волновое число моды планарного волновода на частоте генерируемого излучения. При распространении вдоль такой структуры волноводная мода на брэгговской частоте эффективно рассеивается во встречном направлении, как это происходит в традиционных брэгговских структурах. Одновременно реализуется рассеяние излучения в направлении, ортогональном плоскости волновода в случае второй гармоники, либо под углом примерно 72 градуса к плоскости волновода при использовании третьей пространственной гармоники. Отметим, что рассматриваемая структура оставляет значительную свободу в выборе конкретного профиля решетки. С точки зрения практической реализации наиболее перспективной является обычная брэгговская решетка с модифицированным объемом каждого второго, либо каждого третьего штриха.



Рис. 1. Схема лазера с поперечным выводом излучения;а) вывод за счет второй пространственной гармоники;b) вывод за счет третьей пространственной гармоники

### Результаты моделирования

Анализ процесса затухания колебаний в описанных структурах в рамках пакета CST Microwave Studio показывает, что при затухании выделяется высокодобротная мода, основным каналом вывода для которой может быть именно поперечное направление. Исследование нелинейной динамики процесса генерации в рамках геометрооптического подхода, развитого в [3-4], демонстрирует возможность реализации одномодовых режимов генерации с плоским фазовым фронтом генерируемого излучения.

В случае наклонного вывода (см Рис. 1b) парциальные волны независимо формируют два широких луча с заданным соотношением фаз между ними. Распределения полей парциальных волн при этом аналогично полям в моде обычного брэгговского резонатора. В случае вертикального вывода за счет второй пространственной гармоники решетки излучение парциальных волн интерферирует и интенсивность излучения определяется соотношением фаз парциальных волн и второй пространственной гармоники решетки. Как следствие, такой канал потерь меняет спектр высокодобротных мод и, как показано в [2], играет роль дополнительного механизма селекции мод. В результате подобной селекции наиболее добротной становится мода, где эффективность вертикального вывода ниже. В результате для реализации поперечного вывода необходима оптимизация решетки по разности фаз между первой и второй пространственной гармоникой.

В этой связи более эффективным является вывод излучения в решетке, содержащей первую и третью пространственные гармоники, когда наиболее выскодобротная мода излучается под углом примерно 72 градуса к плоскости волновода (см. Рис. 2).



Планарный диэлектрический волновод

**Рис. 2.** CST-моделирование процесса затухания основной моды в резонаторе с брэгговской структурой содержащей первую и третью гармоники

Работа поддержана в рамках государственного задания ИПФ РАН по теме № 0035-2019-0001 и проекта Российского фонда фундаментальных исследований № 18-48-520022.

- Zhou P., Niu L., Hayat A., *et al.* // Polymers, V. 11, 258 (2019).
- Kazarinov R., Henry C. // IEEE Journal of Quantum Electronics, V. 21(2), (144)1985.
- Ginzburg N.S., Baryshev V.R., Sergeev A.S., *et al.* // Phys. Rev. A, V. 91, 053806 (2015).
- Барышев В.Р., Гинзбург Н.С., Заславский В.Ю., *и др. //* ФТП, V. 53(9), 1172 (2019).

# Взаимодействие поляризованных экситонов в квантовых ямах GaAs/AlGaAs в электрическом поле

### М.Н. Батаев<sup>1, \*</sup>, М.А. Чукеев<sup>1</sup>, Г.В. Варыгин<sup>2</sup>, И.В. Игнатьев<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Лаборатория Оптики спина Санкт-Петербургского государственного университета, Ульяновская ул., д. 1, Петродворец, Санкт-Петербург, 198504 <sup>2</sup> МРЦ по направлению «Нанотехнологии» Санкт-Петербургского государственного университета, Ульяновская ул., д. 1, Петродворец, Санкт-Петербург, 198504

\*batae1996@gmail.com

Исследованы спектры отражения и люминесценции гетероструктуры с квантовыми ямами (КЯ) GaAs/AlGaAs шириной 14 нм и 22 нм. Проведено исследование влияния электрического поля на сдвиг и уширение резонансов легких и тяжелых экситонов. Зависимости от напряженности электрического поля показывают длинноволновый сдвиг и рост нерадиационного уширения резонансов в широкой квантовой яме и отсутствие заметных изменений резонансов в узкой яме. Увеличение уширения резонансов объясняется увеличением взаимодействия экситонов, поляризованных электрическим полем.

Оптические методы обработки информации рассматриваются как перспективный путь дальнейшего развития вычислительных систем. Для их реализации необходимы среды с большой оптической нелинейностью. К таким средам относятся полупроводниковые наноструктуры с экситонными резонансами, оптической восприимчивостью которых можно управлять с помощью электрического поля, которое поляризует экситоны. Поляризованные экситоны могут взаимодействовать как диполи, поэтому электрическое поле позволяет контролировать взаимодействие экситонов и, тем самым, резонансную оптическую нелинейность [1].

### Методика эксперимента

В данной работе были исследованы спектры люминесценции и отражения гетероструктуры GaAs/ AlGaAs (22% Al) с двумя КЯ GaAs шириной 14 нм и 22 нм при температуре T=8.6 К. Гетероструктура выращена методом молекулярной пучковой эпитаксии на легированной подложке GaAs (плегирование). Электрическое смещение прикладывалось вдоль ростовой оси структуры к полупрозрачному золотому или ITO электроду. Образец с золотым электродом использовался для измерения спектров люминесценции, а образец с ITO электродом – для измерения спектров отражения.

### Результаты и обсуждение

В условиях подбарьерного оптического возбуждения ( $E_{\text{exc}} = 1.9$  эВ) исследовались энергия и полуширина на полувысоте (HWHM) линий люминесценции тяжелого экситона как функция напряженности электрического поля в КЯ. В узкой КЯ (L = = 14 нм) не наблюдалось заметных эффектов поля. Для широкой КЯ получены следующие результаты. При значении напряженности электрического поля 1.3 кВ/см максимум люминесценции сдвигается в область низких энергий на 0.25 мэВ, что может быть объяснено эффектом Штарка.



Рис. 1. Спектры экситонной люминесценции в различных электрических полях. Плавной кривой показана подгонка одного из спектров суммой лоренцевых контуров. На вставке показана зависимость от приложенного напряжения полуширины на полувысоте (HWHM) линии экситона X<sub>hh</sub> в КЯ 22 нм (символы). Сплошная линия – параболическая подгонка

Более интересным для нас является увеличение ширины линии люминесценции тяжелого экситона (X<sub>hh</sub>) в электрическом поле (см. вставку на Рис. 1). Мы считаем, что оно связано с диполь-дипольным взаимодействием между поляризованными экситонами.

Как известно [2], при оптическом возбуждении в высококачественных гетероструктурах формируется резервуар неизлучающих экситонов с большим волновым вектором. Плотность этих экситонов может сильно превосходить плотность излучающих экситонов. Взаимодействие неизлучающих и излучающих экситонов дает основной вклад в уширение экситонных линий. Электрическое поле поляризует неизлучающие экситоны, что усиливает взаимодействие излучающих и неизлучающих экситонов. Это приводит к индуцированному полем стохастическому сдвигу экситонной линии, наблюдаемому как увеличение уширения.

Для подтверждения наблюдаемого эффекта мы провели исследование спектров отражения в различных электрических полях. Был изготовлен образец с прозрачным электродом на основе окиси индия и олова (ITO).



Рис. 2. Спектры экситонного отражения в различных электрических полях. Спектры сдвинуты по вертикали для наглядности представления. Плавной кривой показана подгонка одного из спектров отражения в рамках стандартной модели [1, 3]. На вставке показана зависимость уширения резонанса X<sub>hh</sub> для КЯ 22 нм от электрического поля. Сплошная линия — подгонка степенной функцией

На Рисунке 2 показаны несколько спектров отражения этого образца. Хорошо видно, что экситонные резонансы, наблюдаемые для КЯ 14 нм, малочувствительны к электрическому полю. Для квантовой ямы 22 нм наблюдается штарковский сдвиг резонансов тяжелого ( $X_{hh}$ ) и легкого ( $X_{lh}$ ) экситонов, уменьшение их амплитуды и уширение. Экситонные резонансы хорошо подгоняются в рамках стандартной модели [1, 3], что позволяет определить основные параметры резонансов. На вставке к этому рисунку показана зависимость нерадиационного уширения резонанса  $X_{hh}$  в КЯ 22 нм. Хорошо видно увеличение этого уширения с ростом (по абсолютной величине) приложенного напряжения.

Таким образом, спектры отражения подтверждают эффект уширения экситонных резонансов с ростом электрического поля, который наблюдался в спектрах люминесценции, показанных на Рисунке 1. Вместе с тем, величина эффекта, наблюдаемого в люминесценции значительно меньше°- наблюдается уширение всего до 0.5 мэВ при напряжении -2.5 В. Мы предполагаем, что это связано с рождением свободных носителей при возбуждении люминесценции лазерным излучением существенно выше по энергии основных экситонных переходов. Свободные носители могут существенно экранировать действие электрического поля. В случае измерения отражения, свободных носителей рождается значительно меньше, и диполь-дипольное взаимодействие экситонов проявляется сильнее. Это показывает преимущество спектроскопии отражения перед спектроскопией люминесценции в изучении эффектов электрического поля на экситоны в квантовых ямах.

Работа поддержана Российским Научным Фондом, грант № 19-72-20039. Авторы благодарят РЦ «Нанофотоника» СПбГУ за образец для исследований.

- Tsintzos S.I., Tzimis A., Stavrinidis G., *et al.* // Phys. Rev. Lett. **121**, 037401 (2018).
- Trifonov A.V., Korotan S.N., Kurdyubov A.S., et al. // Phys. Rev. B 91, 115307 (2015).
- 3. Ivchenko E.L. Optical Spectroscopy of Semiconductor Nanostructures (Springer, Berlin 2004).

# О двухфононной релаксации парасостояний триплета 1s в Si:Mg<sup>0</sup>

### Н.А. Бекин<sup>1,\*</sup>, Р.Х. Жукавин<sup>1</sup>, В.В. Цыпленков<sup>1</sup>, В.Н. Шастин<sup>1</sup>

<sup>1</sup> Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, д. 7, Нижний Новгород, 607680

\*nbekin@ipmras.ru

В адиабатическом приближении сделана оценка для темпа двухфононной релаксации парасостояний триплета 1s(T<sub>2</sub>) в нейтральных донорах магния в кремнии. Хотя оценка сделана в максимально упрощенных модельных представлениях, она позволяет сделать заключение, что темп многоквантовых процессов релаксации может быть довольно высоким, вплоть до величин порядка 10<sup>12</sup> с<sup>-1</sup>.

### Введение

Положение уровня  $1s(T_2)$ , по данным спектроскопии резонансов Фано [1], дает величину, которая на 66 мэВ выше энергии основного состояния (энергия связи 107 мэВ). Разность энергий этих уровней всего на 2 мэВ превышает энергию оптического фонона в центре зоны Бриллюэна, поэтому законом сохранения энергии одноквантовые процессы релаксации с этого уровня запрещены. Поскольку этот уровень может играть важную роль в релаксации неравновесных электронов, то вопрос о скорости его многофононной (прежде всего двухфононной) релаксации также важен.

### Метод расчета

Уровень 1s(T<sub>2</sub>) является вырожденным, поэтому для нахождения волновых функций электронноколебательных (вибронных) состояний, соответствующих этому уровню, адиабатическое приближение не применимо [2]. Если электрон находится на вырожденном уровне, то возникает вибронное состояние, которое формируется при участии, вообще говоря, всех электронных состояний этого уровня [2]. Для расчета волновых функций такого рода состояний используется метод, вытекающий из количественного описания эффекта Яна — Теллера.

Соответствующая задача является довольно сложной. В данной работе используются упрощенные модельные представления, которые, в частности, игнорируют смешивание состояний триплета, а именно, игнорируется вырождение затравочного электронного уровня  $1s(T_2)$ . В этом случае для вычисления волновых функций, как этого уровня, так и уровня основного состояния можно использовать адиабатическое приближение и вытекающий из него метод расчета вероятностей безызлучательных переходов с использованием уравнений Борна — Оппенгеймера [3]. В таком подходе игнорируется симметрийные свойства электронно-колебательной системы, но учитываются такие факторы, как локализация электронных состояний, энергетические масштабы и законы сохранения энергии при безызлучательных переходах.

При рассмотрении чисто электронной части задачи использовались дополнительные приближения. Задача решалась в одноэлектронном приближении для электрона в поле однозарядного иона. Использовалась однодолинная модель с изотропной эффективной массой m=0.32m<sub>0</sub>, равной эффективной массе плотности состояний. Для начального и конечного состояний использовалась волновая функция 1s-типа, полученная методом квантового дефекта.

В модельных расчетах предполагалось наличие одного типа акустических и одного типа оптических фононов с изотропным законом дисперсии. Параметры закона дисперсии, а также оператор электрон-фононного взаимодействия были взяты из работы [4]. При расчете темпа релаксации учитывались только двухквантовые процессы, состоящие в испускании одного оптического и одного акустического фонона. Выражение для вероятности перехода было получено путем обобщения формул [5] на случай наличия двух ветвей закона дисперсии фононов.

### Результаты и обсуждение

Важной характеристикой оптических и безызлучательных переходов в электронно-колебательных системах является фактор Хуанга – Рис, S. Если использовать в качестве ориентира справочные значения [6] деформационных потенциалов для акустических и оптических фононов ( $D_{ac} = 9$  эВ;  $D_{opt} = 2 \cdot 10^8$  эВ/см, TO-f), то фактор S для перехода  $1s(A_1) - 1s(T_2)$  имеет порядок 10. Это соответствует сильной электрон-фононной связи (S>>1), что должно характерным образом отражаться на спектрах поглощения [7]. Спектр поглощения для наблюдаемых переходов в Mg<sup>0</sup> типичен скорее для примесей со слабой электрон-фононной связью: S << 1. Мы экстраполируем справедливость этого неравенства для характеристики перехода между состояниями  $1s(T_2)$  и  $1s(A_1)$ , что вполне оправдано, поскольку такое неравенство типично для переходов между уровнями в не очень глубоких примесях.

Поскольку рассчитанное значение фактора S не удовлетворяет ожидаемому неравенству (S << 1), то это означает, что выбранная модель чрезмерно груба, поэтому имеется проблема выбора параметров модели для более адекватного описания электронно-колебательных состояний примесного центра и электрон-фононного взаимодействия. В использованной модели для расчетов темпов много-квантовых релаксационных процессов обоснованной является скорее оценка сверху, исходя из критерия S < 1. При этом равенство S = 1 дает такую оценку с большим запасом в сторону завышения.



**Рис.** 1. Темп двухфононной релаксации уровня  $1s(T_2)$  в зависимости от соотношения между деформационными потенциалами оптических и акустических фононов при фиксированном факторе S = 1. По оси абсцисс отложен парциальный вклад оптических фононов, S<sub>opt</sub>, в фактор S;  $0 < S_{opt} < S = 1$ 

На рисунке показана зависимость темпа двухфононных переходов от парциального вклада оптических фононов, Sopt, в фактор S. При этом сумма парциальных вкладов оптических и акустических фононов фиксирована: Sopt + Sac = S = 1. Вероятность рассматриваемых процессов стремится к нулю при  $S_{opt} \rightarrow 0$  и  $S_{opt} \rightarrow S$ . Как видно из рисунка, темп релаксации может достигать 6·10<sup>12</sup> с<sup>-1</sup> в зависимости от соотношения между деформационными потенциалами оптических и акустических фононов. Хотя эта оценка заведомо завышена, она позволяет сделать заключение, что темп многоквантовых процессов релаксации донорных состояний Mg<sup>0</sup> в принципе может быть довольно высоким. Для более точных оценок необходимо усложнить модель с учетом, в частности, многодолинного характера волновых функций, многоэлектронных эффектов, а также учесть вырождение уровней затравочных электронных состояний примеси.

Работа поддержана в рамках проекта Российского фонда фундаментальных исследований (19-02-00979) и совместного российско-германского проекта (No 389056032 и 18-502-12077-ННИО).

- Шастин В.Н., Жукавин Р.Х., Ковалевский К.А., *и др.* // ФТП, Т. 53, 1263 (2019).
- 2. Bersuker I.B. *The Jahn-Teller Effect* (Cambridge University Press, United Kingdom, 2006).
- Коварский В.А., Перельман Н.Ф., Авербух И.Ш. *Многоквантовые процессы* (М., Энергоатомиздат, 1985).
- 4. Бекин Н.А. // ФТП, Т. 54, 922 (2020).
- 5. Бекин Н.А. // ФТП, Т. 53, 1378 (2019).
- Dargys A., Kundrotas J. Handbook on physical properties of Ge, Si, GaAs and InP (Vilnius, 1994).
- Ребане К.К. Элементарная теория колебательной структуры спектров примесных центров кристаллов (М., «Наука», 1968).

### Краевой фототок в двухслойном графене

### В.В. Бельков<sup>1,\*</sup>, S. Candussio<sup>2</sup>, М.В. Дурнев<sup>1</sup>, С.А. Тарасенко<sup>1</sup>, A. Mishchenko<sup>3</sup>, S. Slizovskiy<sup>3</sup>, V. Fal'ko<sup>3</sup>, S.D. Ganichev<sup>2</sup>

1 ФТИ им. А.Ф. Иоффе, Санкт-Петербург, Россия, 194021

<sup>2</sup> Terahertz Center, University of Regensburg, Regensburg, Germany, 93040

<sup>3</sup> Department of Physics & Astronomy, University of Manchester, Manchester M13 9PL, UK

#### \*bel@epi.ioffe.ru

В работе сообщается об обнаружении краевых электрических токов, генерируемых терагерцовым лазерным излучением в двухслойном графене. Величина и направление фототока зависят от ориентации плоскости поляризации излучения. Выявлен и исследован эффект влияния на фототок магнитного поля *B*, приложенного перпендикулярно плоскости структуры (фазовый сдвиг поляризационной зависимости и возникновение периодических по 1/*B* магнитоосцилляций фототока). Предложена микроскопическая модель наблюдаемых явлений.

Двухслойный графен (bilayer graphene, BLG), обладающий запрещенной зоной и управляемой затворным напряжением величиной проводимости, активно исследуется в настоящее время. Особый интерес представляют нелинейные явления второго порядка, такие как генерация второй гармоники и эффекты, в которых переменное электрическое поле излучения возбуждает постоянный электрический ток. Одним из таких эффектов является генерация тока при возбуждении линейно поляризованным лазерным излучением (фотогальванический эффект). Мы обнаружили и изучили этот эффект в высокоподвижных структурах hBN/BLG/hBN, возбуждаемых излучением терагерцового (ТГц) диапазона. Генерируемый фототок течет вдоль краев образца, а его амплитуда и полярность определяются взаимной ориентацией вектора электрического поля излучения и соответствующего края структуры. Варьируя приложенное к структуре затворное напряжение, мы обнаружили, что направления фототока противоположны для *p* и *n* проводимости BLG, а величина фототока зависит от напряжения на затворе немонотонным образом.

При высокочастотном возбуждении краевой фототок пропорционален ( $E_x \cdot E_y^* + E_y \cdot E_x^*$ ) и достигает максимума, когда вектор электрического поля излучения составляет с краем образца угол  $\alpha = \pm \pi/4$  (здесь  $E_x$  и  $E_y$  амплитуды двух компонент переменного электрического поля – перпендикулярной и параллельной краю структуры). Приложение магнитного поля  $B_z$ , перпендикулярного плоскости BLG, вызывает изменение распределения носителей заряда в импульсном пространстве. Поэтому максимальное значение фототока в этих условиях достигается при  $\alpha(B) = \pm \pi/4 + \theta(B)$ .

С увеличением напряженности магнитного поля проявляются 1/*B*-периодические магнитоосцилляции фототока с периодом, соответствующим эффекту Шубникова – де Гааза, и амплитудой на порядок большей, чем у фотогальванического краевого тока при *B* = 0.

Развитая микроскопическая теория показывает, что фототок генерируется в непосредственной близости от края BLG, в области, ограниченной длиной свободного пробега носителей и длиной экранирования ТГц электрического поля. Выявлено два механизма формирования краевого фототока в BLG. Первый связан с оптическим выстраиванием импульсов свободных носителей высокочастотным электрическим полем (подобный механизм ранее был исследован применительно к поверхности объемных полупроводников). Второй вклад определяется одновременными i) динамическим накоплением заряда у края образца и ii) осцилляциями плотности носителей, вызванными электрическим полем лазерного излучения. Генерация тока именно вблизи краев BLG связана с понижением симметрии в этих областях структуры (нарушение Р-симметрии). Наблюдаемые магнитоосцилляции фототока вызваны образованием уровней Ландау.

Работа выполнена при поддержке РФФИ, гранты 19-02-00825 и 21-52-12015.

## Влияние технологии двойного «рецесса» на параметры НЕМТ транзисторов на подложках GaAs и InP

# В.А. Беляков<sup>1</sup>, И.В. Макарцев<sup>1, 2\*</sup>, Е.Л. Фефелова<sup>1</sup>, М.В. Ревин<sup>1</sup>, А. Г. Фефелов<sup>1</sup>, С.В. Оболенский<sup>,1, 2</sup>

<sup>1</sup> АО «НПП «Салют», ул. Ларина, 7, Нижний Новгород, 603107.

<sup>2</sup> Нижегородский государственный университет им. Н. И. Лобачевского, пр-т. Гагарина, д. 23, Нижний Новгород, 603950.

\* ilya0296@gmail.com

Разработаны транзисторы с высокой подвижностью электронов (HEMT) на основе гетероструктур InAlAs/InGaAs на подложке InP, обладающие крутизной около 1000 мСм/мм и обратным напряжением пробоя больше 10 В. Для сравнения были разработаны HEMT транзисторы на основе гетеорстуктур AlGaAs/InGaAs/GaAs на подложке GaAs, выполненные по технологии двойной подзатворной канавки. Транзисторы демонстрируют максимальную измеренную удельную крутизну вольт-амперной характеристики 520 мСм/мм, максимальную плотность тока стока 670 мА/мм и пробивное напряжение затвор-сток 14 В. Предельная частота усиления транзисторов по току превышает 110 ГГц. Благодаря увеличенному пробивному напряжению, разработанные транзисторы перспективны для использования в монолитных интегральных схемах усилителей средней мощности миллиметрового диапазона длин волн.

### Введение

Транзисторы с высокой подвижностью электронов (НЕМТ) на основе гетероструктур различного типа являются основными активными компонентами современной твердотельной СВЧ-электроники. В последние годы большие усилия направлены на развитие устройств, работающих в Ка диапазоне, таких как спутники, системы космической связи, передатчики и приемники [1]. Использующиеся в таких устройствах транзисторы на основе гетероструктур AlGaAs/InGaAs/GaAs (pHEMT) успешно применяются в диапазоне частот до 60 ГГц. Недавно были созданы высокочастотные усилители большой мощности (НРА) по технологии GaAs, способные работать в миллиметровом диапазоне Транзисторы на основе гетероструктур [2]. InAlAs/InGaAs на подложках InP обладают рядом преимуществ перед НЕМТ, выполненными на GaAs: более высокие рабочие частоты, минимальные шумы. Однако недостатком НЕМТ на основе InP является более низкий уровень пробивного напряжения затвор-сток по сравнению с AlGaAs/InGaAs транзисторами, что приводит к сложности создания монолитных интегральных схем (МИС) усилителей мощности W-диапазона частот. В свою очередь НЕМТ транзисторы на основе GaAs обладают более высокими пробивными напряжениями, но они недостаточно эффективны на высоких частотах. Применение технологии двойного «рецесса» (технология травления двойной

канавки под затвор транзистора) на GaAs HEMT позволяет улучшить частотную характеристику транзисторов при сохранении совместимости с базовой технологией изготовления. Возможность использования технологии двойного рецесса в W диапазоне ранее не исследовалась.

### Изготовленные образцы

В работе были использованы приборные рНЕМТгетероструктуры с двухсторонним легированием канала (double pHEMT), выращенные в АО «НПП «Салют» методом МОС-гидридной эпитаксии. Дизайн приборных double pHEMTгетероструктур включал наличие дополнительного поставщика электронов в канал – высоколегированного слоя  $N^+$ -AlGaAs, располагающегося ниже канального слоя InGaAs, – а также контактного слоя N<sup>+</sup>-GaAs для формирования омических контактов и технологического стоп-слоя AlAs, предназначенного для создания равномерного углубления под заглубленный затвор транзистора методом химического травления.

На double pHEMT гетероструктурах были изготовлены две партии СВЧ полевых транзисторов с затвором длиной 100 нм и шириной 120 мкм: с однократным рецессом и затвором, расположенным по центру между стоком и истоком (ES-228), и двойным рецессом с затвором, смещенным к истоку (ES-344). Том 2

Также были изготовлены транзисторы на основе гетероструктуры InAlAs/InGaAs, выращенной методом молекулярно-пучковой эпитаксии на подложке InP в ФТИ им. А.Ф. Иоффе, г. Санкт-Петербург.

### Результаты и обсуждение

Все приборы показали малые токи утечки по подложке и «гладкие» ВАХ (рис. 1) в области отсечки, что свидетельствует о том, что ток горячих электронов в широкозонном материале со стороны подложки мал.



**Рис. 1.** Вольт-амперная характеристика GaAs HEMT транзистора, изготовленного на структуре ES-344 (сплошная кривая) и InP HEMT транзистора (штриховая кривая), при различных напряжениях на затворе: 0.2, 0, ...-1.2 В



**Рис. 2.** Зависимость крутизны GaAs HEMT транзистора и крутизны InP HEMT транзистора от напряжения на затворе при напряжении на стоке 4 В

В табл. 1 представлены типичные значения напряжений отсечки, пробоя, удельной крутизны и удельного тока насыщения для транзисторов с однократным «рецессом» (ES-228) и двойным «рецессом» (ES-344) на подложках GaAs и для транзисторов (RC-1725) с двойным «рецессом» на подложке InP. Таблица 1. Параметры транзисторов на постоянном токе

Структура, рецесс	Vотс, В	V <sub>np</sub> , B	g <sub>m</sub> , мСм/мм	І <sub>нас</sub> , мА/мм
ES–228 GaAs HEMT однократный	1.4	13	400	450
ES–344 GaAs HEMT двойной	1.3	14	520	670
RC-1725 Inp HEMT двойной	1.2	14	1000	600

Из таблицы следует, что транзисторы (ES-344) с двойным рецессом на подложке GaAs показали значительно лучшие параметры: крутизну на 30% больше, а ток насыщения на 50% больше, чем транзисторы с однократным рецессом.

Транзисторы, выполненные по технологии двойного рецесса на InP HEMT, показали в два раза большую крутизну (около 1000 мА/(В\*мм)), чем транзисторы на GaAs HEMT.

СВЧ характеристики транзистора с двойным рецессом также демонстрируют высокие показатели в миллиметровом диапазоне. В частности,  $G_{max}$  на частоте 100 GHz больше 10 dB, граничная частота  $f_t$ больше 110 ГГц. Таким образом, применение технологии двойного рецесса открывает перспективы использования pHEMT транзисторов на подложке GaAs для создания мощных усилителей в миллиметровом диапазоне.

Исходя из СВЧ измерений InP HEMT транзистора на частотах W диапазона, емкость обратной связи InP HEMT транзистора на 20% меньше, чем у GaAs HEMT, выполненных по технологии двойного рецесса. Сочетание большей крутизны и меньшей емкости обратной связи в сравнении с GaAs HEMT приводят к тому, что InP HEMT транзистор предпочтительно использовать для создания малошумящих интегральных схем W диапазона частот.

- Hong J.S., Lancaster M.J. // IEEE Trans. Microw. Theory Tech., V. 46, 1 (1998).
- Cho S.-J., Wang C., Kim N.Y. // Microelectronic Engineering, V 113, (2014).

# Начальные стадии роста полуполярного AIN на нано-структурированной Si(100) подложке

### В.Н. Бессолов, Е.В. Коненкова\*, Т.А. Орлова, С.Н. Родин

Физико-технический институт им.А.Ф.Иоффе РАН, ул. Политехническая, 26, Санкт-Петербург, 194021. \*lena@triat.ioffe.ru

Методом растровой электронной микроскопии изучались начальные стадии формирования полуполярных AIN (10-11) и AIN(10-12) слоев при эпитаксии из металлоорганических соединений на подложке Si(100), на поверхности которой сформирована Vобразная наноструктура с размером элементов < 100 нм (подложка-NP-Si(100)). Показано, что в процессе образования полуполярного AIN слоя на начальной стадии эпитаксии происходит формирование кристаллов ограненных плоскостями AIN(10-11) либо AIN (10-12) на гранях наноструктуры Si(111) или Si(111), разориентированных в направлении [110] на 7° соответственно.

### Введение

Нитридные материалы III группы привлекают значительное внимание благодаря широкому спектру их применения в оптоэлектронных и силовых электронных устройствах [1]. Попытки синтезировать гексагональный нитрид алюминия непосредственно на подложку Si(100) показал, что синтез AlN(0001) на Si(100) в отличие от Si(111), приводит к низкокачественной структуре. В настоящее время предпринимаются попытки синтезировать полуполярные нитриды галлия и алюминия на микро [2] и нано-структурированных подложках Si(100) [3], в которых предлагается для синтеза использовать наклонную грань Si(111). Однако при использовании кремниевой подложки возникают дополнительные сложности. Во-первых, возникает паразитная реакция с кремнием в процессе металлоорганического химического осаждения, которая ухудшает качество эпитаксиальной пленки AlN по сравнению с эпитаксией на сапфировой подложке [4], во-вторых, низкая подвижность адатомов Al, как на поверхности кремния, так и на поверхности нитрида алюминия затрудняет структурную перестройку адатомов и делает поверхностную морфологию эпитаксиальной пленки AlN шероховатой [5]. Данная работа посвящена изучению начальных стадий роста полуполярных слоев AlN на структурированной по технологии [6] подложке Si(100).

### Методика эксперимента

Вначале на подложке Si(100) формировалась Vобразная наноструктура - NP-Si(100), которая имела «нанохребты» с величиной периода между ними 70 nm, и высотой «хребта» 30-50 nm. Слои AlN толщиной 15-30 нм были выращены методом газофазной эпитаксии из металлоорганических соединений в атмосфере водорода при температуре 1030° С. Картина формирования полуполярных AlN слоев изучалась методом растровой электронной микроскопии.

### Результаты и обсуждения



Рис. 1. РЭМ изображение поверхности и скола слоев AIN толщиной 15 нм(а) и 30 нм (b) синтезированных на NP-Si(100)

Изображение сколов и поверхности слоев AlN синтезированных на NP-Si(100) подложке показало, Том 2

что при толщинах около 15 нм слой не проявлял видимой огранки и повторял V-образную наноструктурированную поверхность (рис. 1a), но уже при толщинах слоев AlN около 30 нм структура слоя AlN содержала огранку кристалла с плоскостями (0001), (10-11), (10-12) (рис. 1b).

Модель формирования полуполярного слоя основывается на том, что на начальной стадии роста существенную роль играет соотношение размера грани в одном из направлений – L<sub>s</sub> и диффузионной длины адатома Al по поверхности - LAL Известно, что величина L<sub>Al</sub> по поверхности Si составляет величину около 40-50 нм, что примерно сравнимо с размером грани Si(111) «нанохребта» и, следовательно, обеспечивается условие, когда Al адатом имеет достаточное время проживания, чтобы инкорпорироваться и занять благоприятные места решетки и, следовательно, способствовать коалесценции вдоль плоскостей, имеющих наименьшие энергии. Известно, что если температура синтеза слоя AlN достаточно высокая, то грань на поверхности будет проявляется плоскостью (0001), но, если синтез происходит при температуре ниже определенного значения (~ $1390^{\circ}$  C), тогда и другие плоскости, такие как (10-11) и (10-12), могут проявляться. Оказалось, что на склонах V- образной структуры формируются ограненные нанокристаллы с плоскостями AlN(10-11) и AlN(10-12) при эпитаксии на ориентированной либо разориентированной в направлении [110] на 7° грани нанохребта Si(111) соответственно (рис. 1b).

Ключевым моментом формирования полуполярного слоя является процесс формирования огранки кристаллов. Как показано на рис. 1b, на склонах Vобразной структуры формируются трехмерные нанокристаллы, которые растут в направлении оси «с». Очевидно, что при зарождении и начальных стадиях роста AlN необходимо избежать последующего зародышеобразования, то есть обеспечить плотностью зарождения AlN так, чтобы отдельные зародыши были разделены характерным расстоянием L<sub>S</sub> меньшим, чем удвоенное расстояние длины диффузии Al-адатома ( $L_{Al}$ ). Если  $L_S > 2 L_{Al}$ , то адатомы Al, мигрирующие по поверхности, увеличат возможность вторичного зарождения. Если L<sub>s</sub> < 2 L<sub>Al</sub> вторичное зародышеобразование будет устранено, поскольку все адатомы должны быть поглощены уже возникшими зародышами. Как известно, углы между плоскостью AlN(10-11), AlN(10-12) и плоскостью AlN(0001), которые мы оценили из выражения  $tg \varphi = 2c/\sqrt{3}a$  и  $tg \varphi = c/\sqrt{3}a$  [7], где с= 0.498 нм, а= 0.311 нм составляли величины около 61° и 43°, что соответствует экспериментально обнаруженным плоскостям огранки кристаллов (рис.1b). По нашему мнению обнаруженные различия в огранке кристаллов AlN слоя при эпитаксиях на гранях Si(111) с наклонами 54° или 47° к плоскости Si(100) связаны с различием направления оси «с», что в свою очередь приводит к разным плоскостям огранки при эпитаксии на ориентированной либо разориентированной гранях Si(111) «нанохребта».

### Заключение

Обнаруженное явление влияния угла наклона грани «нанохребтов» на огранку AlN нанокристаллов в условиях меньше 100 нм размеров поверхности Si(100) обеспечивает на начальных стадиях роста формирование слоев с плоскостями AlN(10-11) либо AlN(10-12), что является важным фактором формирования соответствующего полуполярного слоя.

Авторы благодарят компанию ООО «Квантовый кремний» (Москва, Россия) за предоставление темплейтов NP-Si(100), В.К. Смирнова за полезные дискуссии. Исследования В.Н. Бессолова, Е.В. Коненковой выполнены при частичной финансовой поддержке РФФИ в рамках научного проекта № 20-08-00096.

- Wang T. // Semicond. Sci. Technol. V.31. 093003 (2016).
- Liu J.-M., Zhang J., Lin W.-Y., Ye M.-X. et al. // Chin.Phys. B. V.24. 57801 (2015).
- Бессолов В.Н., Коненкова Е.В., Родин С.Н., Кибалов Д.С., Смирнов В.К. // ФТП, V.4. 356 (2021).
- Bao Q., Zhu T., Zhou N., Guo S., Luo J., // J. Cryst. Growth. V.419. 52 (2015).
- Liu X.H., Zhang J.C., Huang J., Yang M.M., Su X.J., Ye B.B., Wang J.F., Zhang J.P., Xu K. // Mater. Express. V.6. 367 (2016).
- Smirnov V.K., Kibalov D.S., Orlov O.M., Graboshnikov V.V. // Nanotechnology. V.14. 709 (2003).
- Bessolov V.N., Konenkova E.V., Kukushkin S.A., Osipov A.V., Rodin S.N. // Rev. Adv. Mater. Sci. V.38. 75 (2014).

# Методика контроля структуры и состава туннельно-связанных квантовых ям, проектируемых для создания модулятора по схеме интерферометра Маха-Цендера

# А.И. Бобров<sup>1,\*</sup>, Н.В. Байдусь<sup>1,§</sup>, С.В. Хазанова<sup>1</sup>, А.П. Горшков<sup>1</sup>, К.В. Сидоренко<sup>1</sup>, А.Н. Шушунов<sup>1</sup>, Н.В. Малехонова<sup>1</sup>, А.В. Нежданов<sup>1</sup>, Е.В. Убыйвовк<sup>2</sup>, И.В. Кулинич<sup>3</sup>

<sup>1</sup> Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского, физический факультет, пр. Гагарина, 23, корп.3, Нижний Новгород, 603950 <sup>2</sup> Санкт-Петербургский государственный университет, Университетская набережная, 7–9, Санкт-Петербург, 199034

<sup>3</sup> Томский государственный университет систем управления и радиоэлектроники, пр. Ленина, 40, Томск, 634050

\*bobrov@phys.unn.ru , §bnv@nifti.unn.ru

В рамках настоящей работы продемонстрирована возможность анализа элементного состава и профиля упругих деформаций методами просвечивающей электронной микроскопии в напряжённых туннельно-связанных квантовых ямах InGaAs, проектируемых для оптически активных сред модуляторов по схеме интерферометра Маха-Цендера.

### Введение

Модуляторы по схеме интерферометра Маха-Цендера представляют собой одно из наиболее перспективных устройств современной оптоэлектроники. Они нашли широкое применение в оптоволоконных телекоммуникациях [1].

Принцип действия указанных полупроводниковых приборов основывается на управлении условиями интерференции лазерного излучения, разделённого системой волноводов на два когерентных волновых фронта в рамках оптической микросхемы, представляющей собой планарный интерферометр по схеме Маха-Цендера. Эффект модуляции достигается за счёт воздействия электрической компоненты электромагнитной волны СВЧ-диапазона на показатель преломления среды, в которой распространяется лазерное излучение [2].

В полупроводниковых модуляторах по схеме интерферометра Маха-Цендера в качестве оптически активной среды, в которой реализуется управление показателем преломления, используются наногетероструктуры с напряжёнными туннельно-связанными квантовыми ямами [3]. Под действием электрического поля, вследствие квантово-размерного эффекта Штарка возникает усиленный эффект вариации коэффициента поглощения, связанного с показателем преломления через соотношение Крамерса-Кронига [4]. Для проектирования структур с напряжёнными туннельно-связанными квантовыми ямами, достоверного прогнозирования их параметров, а также входного контроля на производстве важным является наличие информации о составе и деформациях в эпитаксиальных слоях [5]. Для проведения соответствующих исследований наиболее информативным методом является просвечивающая электронная микроскопия высокого разрешения (ВРПЭМ) на поперечном срезе.

### Методика эксперимента

Формирование туннельно-связанных квантовых ям производилось методом МОС-гидридной эпитаксии на установке AIX200RF (Aixtron, Германия).

Исследование структур выполнено на просвечивающем электронном микроскопе Libra 200FE (Zeiss, Германия). Построение профиля элементного состава осуществлено по Z-контрасту HAADF-снимка с калибровкой по данным энергодисперсионной рентгеновской спектроскопии [6]. Распределение деформаций измерено методом геометрической фазы по снимкам высокого разрешения [7].

### Результаты

При помощи совокупности методов просвечивающей электронной микроскопии количественно измерены состав и деформации в напряжённых туннельно-связанных квантовых ямах In<sub>0,19</sub>Ga<sub>0,81</sub>As/Al<sub>0,2</sub>Ga<sub>0,8</sub>As/In<sub>0,19</sub>Ga<sub>0,81</sub>As (рис. 1a).


Рис. 1. (а) Снимок ВРПЭМ гетероструктуры, (б) Профиль элементного состава, (в) Профиль распределения деформаций

Экспериментальные данные о распределении состава сопоставлены с результатами численного моделирования роста с учетом сегрегации In по алгоритму, опубликованному в работе [8]. Установлено качественное согласие модели с экспериментом (рис. 1б).

Методом геометрической фазы по снимкам высокого разрешения построены карты распределения упругих деформаций в гетеронаноструктуре в направлении роста [001] и латеральном направлении [110] (рис. 1в). Установлено, что в квантовых ямах за счёт легирования индием в направлении роста кристаллическая решётка уширяется относительно арсенида галлия до 1,6 $\pm$ 0,2%. В плоскости роста при этом происходит сжатие элементарной ячейки в пике до 0,4  $\pm$  0,1%, что согласуется с представлениями о механизме Франка – Ван дер Мерве.

По совокупности результатов измерений выполнено уточнение математической модели энергетической зонной диаграммы гетеронаноструктуры [9]. Достигнуто количественное согласие с экспериментом спектров фотолюминесценции, полученных в результате моделирования (рис. 2).

При этом отклонение модели от эксперимента составило 0.3%.

Таким образом, продемонстрирована возможность контроля и достоверного прогнозирования свойств напряжённых туннельно-связанных квантовых ям для создания модуляторов по схеме интерферометра Маха-Цендера.



**Рис. 2**. Сравнение результатов моделирования спектра фотолюминесценции туннельно-связанных квантовых ям с экспериментом. Результаты получены при t = 77K

- Tsuzuki K. // IEEE Photonics technology letters, V. 17, 46 (2005).
- Walker R.G. // J. Lightw. Technol, V.5, N.10, 1444 (1987).
- 3. Xu Zh. // Proc. of SPIE, V.7135, 71350Y (2008).
- 4. Nakamura K., et al. // IEEE Journal of quantum electronics, V. 28, N. 7, 1670 (1992).
- 5. Павлов П.В., Хохлов А.Ф. // М.: Высшая школа (2000).
- Pennycook S.J., Rafferty B., and Nellist P. D. // Microsc. Microanal, V. 6, 343 (2000).
- 7. Coopera D., et al. // Micron, V. 80, 145 (2016).
- Khazanova S.V., Vasilevskiy M.I. // Semicond. Sci. Technol, V. 25, 085008 (2010).
- Khazanova S.V., *et al.* // Semiconductors, V. 49, 55 (2015).

# Методика проектирования дизайна туннельно-связанных квантовых ям для модулятора по схеме Маха-Цендера

А.И. Бобров<sup>1</sup>, Н.В. Байдусь<sup>1,§</sup>, С.В. Хазанова<sup>1,\*</sup>, А.П. Горшков<sup>1</sup>, К.В. Сидоренко<sup>1</sup>, А.Н. Шушунов<sup>1</sup>, Н.В. Малехонова<sup>1</sup>, А.В. Нежданов<sup>1</sup>, Е.В. Убыйвовк<sup>2</sup>, И.В. Кулинич<sup>3</sup>

1 Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского, физический факультет, пр. Гагарина, 23, корп.3, Нижний Новгород, 603950

<sup>2</sup> Санкт-Петербургский государственный университет, Университетская набережная, 7–9, Санкт-Петербург, 199034

<sup>3</sup> Томский государственный университет систем управления и радиоэлектроники, пр. Ленина, 40, Томск, 634050

\*khazanova@phys.unn.ru , §bnv@nifti.unn.ru

В работе описана методика проектирования A3B5 туннельно-связанных квантовых ям, обеспечивающая прогнозирование вариации показателя преломления в системе под действием электрического поля. Предложенный алгоритм исследования основан на совокупности теоретических и экспериментальных методов анализа.

#### Введение

В настоящее время для передачи данных в оптоволоконных телекоммуникационных сетях широко используются модуляторы по схеме интерферометра Маха-Цендера. Модуляция в указанных приборах достигается через приложение электрического поля к планарным оптическим волноводам. При этом в их структуре происходит изменение показателя преломления. Это и обеспечивает управление интенсивностью оптического сигнала на выходе из микрочипа с планарным интерферометром [1].

В полупроводниковых модуляторах по схеме Маха-Цендера в качестве электрооптической активной среды волноводов используются массивы напряжённых туннельно-связанных квантовых ям (ТСКЯ). Для создания последних наибольшим потенциалом обладают полупроводники группы АЗВ5 за счёт возможности вариации дизайна наногетероструктур в широком диапазоне параметров. Кроме того, указанная система уже продемонстрировала высокие частотные характеристики и значительную миниатюризацию конечных приборов [1].

Ключевой задачей проектирования полупроводниковых модуляторов по схеме Маха-Цендера является определение оптимального дизайна ТСКЯ, обеспечивающего наибольшую вариацию показателя преломления в С-диапазоне длин волн прозрачности оптоволокна ( $\lambda \sim 1530 - 1565$  нм), при одновременном сохранении высоких частотных характеристик системы. Учитывая сложность и трудоемкость изготовления указанных приборов, принципиально важным является обеспечение возможности предварительного прогнозирования параметров оптически активной среды модулятора посредством математического моделирования.

#### Методика эксперимента

В качестве примера структуры для демонстрации предложенной в работе методики выбрана система асимметричных туннельно-связанных квантовых ям In<sub>0,19</sub>Ga<sub>0,81</sub>As/Al<sub>0,2</sub>Ga<sub>0,8</sub>As/In<sub>0,19</sub>Ga<sub>0,81</sub>As (рис. 1), обладающая заметной вариативностью коэффициента поглощения под действием электрического поля. ТСКЯ были сформированы в зоне собственной проводимости p-i-n диода.

Объект исследования был изготовлен методом MOC-гидридной эпитаксии на установке AIX200RF.



Рис. 1. а) ПЭМ-снимок ТСКЯ InGaAs/AlGaAs/GaAs в атомном разрешении и б) их профиль энергетических зон

Спектральные зависимости поглощения исследуемой структуры регистрировались методом спектроскопии фототока, возникающего в p-i-n диоде.

## Результаты

Система ТСКЯ, выбранная нами в качестве примера, демонстрирует красное смещение экситонного пика поглощения на 30-35 meV под действием электрического поля, приложенного в направлении роста структуры (рис. 2).



**Рис. 2.** Влияние обратного смещения на спектр фототока в области межзонного поглощения ТСКЯ, полученные экспериментально при различных напряжениях на p-i-n диоде

С помощью самосогласованного решения уравнений Шредингера и Пуассона проведен расчет уровней размерного квантования и огибающих волновых функций в указанной выше системе.



**Рис. 3.** Зависимость рассчитанного оптического спектра при различных напряжениях на структуре

На основе расчётов матричных элементов межзонных переходов в условиях электрического поля, построены модельные спектры фотолюминесценции системы TCKЯ. С увеличением напряженности электрического поля происходит заметное перераспределение электронной плотности в системе квантовых ям, что приводит к красному сдвигу оптического спектра, обусловленного межзонными и экситонными переходами.

Известно, что коэффициент оптического поглощения  $\alpha(\hbar\omega)$  и показатель преломления  $n(\hbar\omega)$  связаны с мнимой и вещественной частями диэлектрической проницаемости соответственно [2].

$$\alpha(\hbar\omega) = \frac{\omega\varepsilon_2}{nc} \qquad n(\hbar\omega) = \sqrt{\varepsilon_1} \qquad (\phi1)$$

$$\Delta n(\hbar\omega) = \frac{C}{\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \Delta \alpha(\hbar\omega) / \left(\omega'^2 - \omega^2\right) d\omega' \qquad (\Phi^2)$$

Зная коэффициент поглощения в достаточно широкой спектральной области, используя соотношения Крамерса — Кронига, можно рассчитать изменение показателя преломления  $\Delta n(\hbar \omega)$ . На рис. 4 продемонстрирован рост показателя преломления исследуемой структуры под действием электрического поля в диапазоне длин волн ( $\lambda \sim 1530 - 1565$  нм).



**Рис. 4.** Рассчитанные значения изменения показателя преломления при различных управляющих напряжениях

Таким образом, продемонстрирована возможность прогнозирования вариации показателя преломления систем ТСКЯ под действием электрического поля посредством математического моделирования и экспериментальных измерений.

- Qian Guang *et al.* // Chinese Optics Letters, V.17(6), 061301 (2019).
- Nakamura Kenji *et al.* // J. of Quantum Electronics, V.28(7), 1670 (1992).

# Исследование механических напряжений в области интерфейса в гетероструктурах AIN/SiC методами КРС и ОДМР

И.Д. Бреев<sup>1</sup>, В.В. Яковлева<sup>1,2</sup>, К.В. Лихачев<sup>1,3</sup>, Е.Н. Мохов<sup>1</sup>, С.С. Нагалюк<sup>1</sup>, П.Г. Баранов<sup>1</sup>, А.Н. Анисимов<sup>1</sup>

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

<sup>2</sup> СПбГЭТУ «ЛЭТИ», ул. Професора Попова, 5, Санкт-Петербург, 197376

<sup>3</sup> Национальный исследовательский университет ИТМО, Кронверкский проспект, 49, Санкт-Петербург, 197101

Было обнаружено влиянии статической механической деформации на расщепление спиновых подуровней в нулевом магнитном поле для вакансий кремния в карбиде кремния при комнатной температуре. Исследовались гетероструктуры AIN/6H-SiC и AIN/4H-SiC, деформированные условиями роста, и отслеживалось распределение напряжений как функция расстояния от гетероинтерфейса с помощью конфокальной спектроскопии комбинационного рассеяния. Для центров V1/V3 и V2 в 6H-SiC расщепления спиновых подуровней измерены методом оптически детектируемого магнитного резонанса (ОДМР). Наш подход позволил однозначно определить константу спин-деформационного взаимодействия, которая составляет 0.75 ГГц/деформация для центров V1/V3 и 0.5 ГГц/деформация для центров V2 в 6H-SiC.

#### Введение

В последние годы, исследование широкозонных полупроводниковых гетероструктур (AlN, SiC) с разными показателями преломления представляют интерес для приборов силовой электроники [1], и фотонных кристаллов В ультрафиолетовом спектральном диапазоне. Для таких исследований, крайне важно понимать свойства интерфейсов материалов, выращенных с использованием разных методов. Также следует отметить, что в кристаллах SiC можно создать спиновые кубиты на основе вакансии кремния [2], которыми можно когерентно управлять при комнатной температуре. Это в первую очередь связано co временами когерентности спиновой системы достигающими мс. Вакансионные центры со спином S=3/2 перспективны и для применения в качестве источника однофотонного излучения.

#### Спектроскопия КРС

В нашей работе мы провели исследования гетероструктур AlN/4H-SiC и AlN/6H-SiC методами спектроскопии комбинационного рассеяния света (КРС) с микронным пространственным разрешением с использованием конфокальной оптической схемы и возбуждение лазером 532 нм. По сдвигу пиков КРС, было обнаружено возникновение механических напряжений на интерфейсе в диапазоне -0,75 - -1,05 ГПа в слое 4H-SiC для гетероструктуры 4H-SiC/AlN с толщинами слоев 242/228 мкм (см. Рис. 1(а)), и около –0,8 Гпа в слое 6H-SiC для гетероструктуры 6HSiC/AlN с толщинами слоев 420/253 мкм (см. Рис. 1(b)), в обоих случаях, локализованных в области 10 мкм.



Рис. 1. Зависимость компонент тензора механических напряжений от расстояния до интерфейса в слое (а) 4H-SiC в гетероструктуре AIN/4H-SiC, (b) 6H-SiC в гетероструктуре AIN/6H-SiC. На вставках показаны спектры КРС вблизи интерфейса и в глубине для (а) 4H-SiC, (b) 6H-SiC

Также была исследована гетероструктура 4H-SiC/AlN с толщиной слоев 25/383 мкм, в ней слой SiC напряжен полностью с кристаллическими напряжениями на свободной поверхности и интерфейсе около -0,7 и -1,6 ГПа, соответственно.

Мы предполагаем, что образование этих кристаллических напряжений связано с различными показателями термического расширения кристаллов SiC и AlN, в диапазоне от 2100 до 300 К при охлаждении гетероструктур после ростового процесса [3].

# Спектроскопия ОДМР

Гетероструктуры были облучены электронами с энергией 2 МэВ с потоком 10<sup>18</sup> е/см<sup>2</sup> и исследованы методом оптического детектирования магнитного резонанса (ОДМР) с разверткой радиочастоты и амплитудной модуляцией радиочастоты.



**Рис. 2.** (а) Спектр ОДМР V<sub>SI</sub>-центров в 6H-SiC в глубине гетероструктуры AIN/6H-SiC. (b) Зависимость положения пиков ОДМР V<sub>SI</sub>-центров в 6H-SiC от расстояния до интерфейса. гетероструктуры AIN/6H-SiC (c) Спектр ОДМР V<sub>SI</sub>-центров в 6H-SiC вблизи интерфейса гетероструктуры AIN/6H-SiC

Возбуждение фотолюминесценции (ФЛ) осуществлялось лазером 785 нм, регистрация ФЛ осуществлялась фотодиодом в ближнем инфракрасном диапазоне 800-1000 нм. Регистрация изменения ФЛ, являющегося сигналом ОДМР, при амплитудной модуляции радиочастоты происходила с помощью синхронного детектора.

Был обнаружен сдвиг резонансной линии ОДМР  $V_{Si}$ -центров в 6H-SiC (Рис. 2(b)) со спином S = 3/2. Мы связываем это сдвиг линии ОДМР с кристаллическими напряжениями в слое SiC. Сдвиг линии составляет порядка 0.75 ГГц/деформация для центров V1/V3 и 0.5 ГГц/деформация для центров V2 [4].

#### Заключение

Проведен анализ возникновения механических напряжений на интерфейсе гетероструктур AlN/SiC по сдвигам пиков КРС. Измеренные параметры механических напряжений в этих структурах могут быть интересны технологам для оптимизации метода выращивания кристаллов нитрида алюминия.

Было исследовано влияние статической механической деформации на спиновую систему  $V_{Si}$ центров. Обнаружены сдвиги в положении линий ОДМР на границе между AlN и 6H-SiC. Данный эффект можно использовать для контроля квантового состояния V-центров в SiC, путем приложения кристаллических напряжений, например используя сильно выраженные пьезоэлектрические свойства кристалла AlN.

И.Д.Б, В.В.Я. и А.Н.А. благодарят проект РНФ № 19-72-00154 за финансовую поддержку данной работы.

- 1. Panyutin E.A., et al. *Biplanar epitaxial aln/sic/(n, p)sic structures for high-temperature functional electronic devices //* Tech. Ph., 65, 428(2020).
- Son N.T., et al. Developing silicon carbide for quantum spintronics // APL, 116, 190501 (2020).
- Breev I.D., et al. Stress distribution at the AlN/SiC heterointerface probed by Raman spectroscopy // arXiv:2011.13693 (2020), accepted for publication JAP (2021)
- Breev I.D., et al. Stress-controlled zero-field spin splitting in silicon carbide // arXiv:2012.07588 (2020) accepted for publication APL (2021)

# Локализация геликальных краевых состояний в двумерном топологическом изоляторе на 8 нм HgTe квантовой яме

А.В. Бубис<sup>1, 2</sup>, В.С. Храпай<sup>2</sup>, Н.Н. Михайлов<sup>3, 4</sup>, С.А. Дворецкий<sup>3</sup>, А.Г. Насибулин<sup>1, 5</sup>, Е.С. Тихонов<sup>2\*</sup>

<sup>1</sup> Сколковский институт науки и технологий, Большой бульвар 30, стр. 1, Москва, 121205.

<sup>2</sup> Институт физики твердого тела РАН, ул. Осипьяна 2, Черноголовка, 142432.

<sup>3</sup> Институт физики полупроводников, пр. ак. Лаврентьева 13, Новосибирск, 630090.

<sup>4</sup> Новосибирский государственный университет, ул. Пирогова 1, Новосибирск 630090.

<sup>5</sup> Aalto University, P. O. Box 16100, 00076 Aalto, Finland.

\*tikhonov@issp.ac.ru

Экспериментально обнаружена локализация краевых состояний в двумерном топологическом изоляторе на 8.1 нм HgTe/CdHgTe квантовой яме при понижении температуры до 50 мК.

Топологические изоляторы — современный класс материалов, являющихся объемными диэлектриками и обладающих необычными электронными состояниями на границе с тривиальным изолятором. Особый интерес представляют двумерные топологические изоляторы и одномерные геликальные состояния, реализующиеся на их границе. При нулевой температуре эти состояния топологически защищены — пока симметрия по обращению времени не нарушена, беспорядок не оказывает влияния на электронный транспорт. В данной работе мы экспериментально исследуем проблему локализации геликальных состояний.

Наши образцы изготовлены на основе 8.1 нм квантовых ям HgTe/CdHgTe с помощью электроннолучевой литографии и последующего жидкостного травления. Переход образца в режим краевого транспорта осуществляется стандартным образом при приложении напряжения на верхний затвор. Для образцов с краями до 4 мкм при температуре 4.2 К мы наблюдаем сопротивления масштаба 10 – 100 кОм в режиме краевого транспорта. Нарушение симметрии по обращению времени посредством введения магнитного поля приводит к значительному росту сопротивления, сопровождающемуся появлением существенных мезоскопических флуктуаций. Это наблюдение связано с потерей топологической защиты в конечном магнитном поле [1].

В нулевом магнитном поле наши образцы демонстрируют температурную зависимость диэлектрического характера (см. Рис. 1), причем у длинных образцов (20 мкм) при самой низкой температуре 50 мК появляется щель масштаба 200 мкэВ. Это наблюдение показывает возможность локализации геликальных краевых состояний и в нулевом магнитном поле, но при существенном понижении температуры. Одним из объяснений этого наблюдения могло бы являться присутствие в наших образцах магнитного беспорядка со случайной анизотропией [2].

Дополнительным свидетельством в пользу наличия магнитного беспорядка в наших образцах может служить величина токового шума [3] достаточно коротких краев. В случае, когда можно пренебречь энергетической релаксацией (2 мкм и короче), мы наблюдаем фактор Фано F = 0.5 - 0.7. Это большой токовый шум, в особенности для образцов с сопротивлением близким к кванту  $h/2e^2$ , где наивно можно было бы ожидать баллистический транспорт с F = 0. Теоретически известно, однако, что рассеяние на магнитных примесях с S > 1/2 может приводить к большой величине токового шума для краев с сопротивлением, мало отличающимся от квантованного значения [4]. Поскольку в модели шум имеет модуляционную природу, то большие значения F можно ожидать и для более резистивных краев.

Отметим, что помимо локализации на магнитных примесях, наши результаты не противоречат и возможному сценарию локализации на обычном беспорядке, но в присутствии сильного взаимодействия на краю [5]. Токовый шум в такой модели



**Рис. 1.** (а) Сопротивление двух 20 мкм краев (в параллель, показаны на вставке) при различных температурах и добавлении магнитного поля. (b) Зависимость дифференциального сопротивления от приложенного напряжения смещения и внешнего магнитного поля (*V*<sub>G</sub> = -2.9 B)

теоретически не описан, но длина такой локализации немонотонно зависит от степени беспорядка. Тем самым локализация может не проявляться не только в более чистых, но и в более грязных образцах, что могло бы согласовать наши наблюдения с предыдущими экспериментами.

# Литература

1. Piatrusha S.U., et al. // Physical Review Letters 123, 056801 (2019)

- Altshuler B.L., Aleiner I.L. and Yudson V.I. // Physical Review Letters 111, 086401 (2013)
- Nagaev K.E., Remizov S.V. and Shapiro D.S. // JETP Letters 108, 664(2018)
- Kurilovich P.D., et al. // Physical Review Letters 123, 056803 (2019)
- Chou Y.-Z., Nandkishore R.M., Radzihovsky L. // Physical Review B 98, 054205 (2018)

# Перестраиваемые многослойные структуры на основе тонких пленок фазоизменяемых материалов и их применение в среднем инфракрасном диапазоне

# А.А. Бурцев, Е.М. Притоцкий, В.В. Ионин, А.В. Киселев, В.А. Михалевский, Н.Н. Елисеев, М.А. Панков, А.А. Лотин

Институт проблем лазерных и информационных технологий РАН – филиал ФНИЦ «Кристаллография и фотоника» РАН, ул. Святоозерская, 1, г. Шатура, Московская область, 140700.

\* murrkiss2009@yandex.ru

Представлен анализ расчетных спектров отражения и пропускания многослойных покрытий на основе фазоизменяемых материалов (GeTe, Ge<sub>2</sub>Sb<sub>2</sub>Te<sub>5</sub> и др.). Обнаружено, что оптические спектры отражения и пропускания многослойных покрытий сильно меняются при изменении фазового состояния отдельных тонких пленок ФИМ в составе многослойного покрытия. Полученные зависимости дают возможность подбирать оптимальные параметры многослойных структур на основе Ge<sub>2</sub>Sb<sub>2</sub>Te<sub>5</sub>, на основе экспериментальных данных определить плотности энергии не разрушающего обратимого лазерно-инициированного фазового перехода и позволят разработать технологии оптически перестраиваемых аттенюаторов (фильтров) для среднего инфракрасного диапазона (M-IR).

#### Введение

Интенсивное взаимодействие света с веществом плазмонных метаповерхностей обеспечивает перспективную платформу для эффективных методов оптического зондирования. Большинство метаповерхностных сенсоров, применяемых сегодня, не обладают точными спектральными настройками. Ограничения накладывает и то, что они работают в режиме полного отражения [1]. Компоненты будущих фотонных устройств необходимо настраивать и реконфигурировать. В частности, свет сильно взаимодействует с оптическими структурами, размер элементарной ячейки которых подобен шкале длины волны света, обычно наноразмерные особенности для света в видимом диапазоне длин волн. Однако в видимом и ближнем ИК диапазонах оптический отклик большинства наноструктур фиксируется в процессе изготовления. Для приложений фотоники фазоизменяемые материалы (ФИМ) предлагают один из способов настройки свойств оптических структур. В устройствах на их основе показатель преломления материала настраивается путем переключения структурного состояния из аморфного в кристаллическое. Важным преимуществом является то, что ФИМ можно обратимо переключать на субнаносекундном временном масштабе миллиарды раз, например, Ge<sub>2</sub>Sb<sub>2</sub>Te<sub>5</sub>. Кроме того, после фазового перехода не требуется энергии для поддержания коммутируемого состояния [2]. Данная функция позволяет запрограммировать устройства фотоники на определенный отклик.

В работе описывается перестраиваемая лазерным излучением видимого (532 нм) и ближнего (1064 нм) спектрального диапазона метаповерхность на основе переходов фазоизменяемого материала Ge<sub>2</sub>Sb<sub>2</sub>Te<sub>5</sub> (GST). Данная конструкция открывает путь к встраиваемой мультиспектральной интерферометрии M-IR и обеспечивает многообещающий подход к компактным устройствам измерениям M-IR в реальном времени.

#### Методы исследований

Изменение оптических свойств трехслойной системы воздух - халькогенидная пленка - подложка возможно рассчитать методами численного моделирования: матричным методом на основе формул Френеля [3] или методом FDTD [4], экспериментально оптические свойства ФИМ в широком спектральном диапазоне исследованы в работе [5] и демонстрируют значительный контраст оптических характеристик для разных фазовых состояний. Исходными данными для моделирования являлись зависимости комплексных показателей преломления от длины волны материала тонкой пленки для разных фаз (аморфная и кристаллическая) [1, 5, 6]. Характерная толщина плёнки GST оставляла порядка 100 нм, в качестве подложки использовался кристаллический сапфир Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>. Расчет проводился на разработанном программном обеспечении Spectra Calculator [7-9] и открытом пакете программ Filmetrics Reflectance Calculator [10].

В рассматриваемом диапазоне коэффициент пропускания для аморфной и кристаллической фаз отличается практически в 1,8 раза. Данным методом расчета были проанализированы многослойные покрытия состоящие из шести чередующихся слоев: три четвертьволновых (центральная длина волны  $\lambda = 8$  мкм) слоев ФИМ (GST) и три 100 нм слоя диоксида кремния (SiO<sub>2</sub>) на сапфировой подложке толщиной 650 мкм. При инициирующем воздействии, в зависимости от плотности энергии, происходит послойное переключение фазового состояния слоев из аморфного в кристаллическое. В процессе переключения фазовых состояний слоев наблюдается смещение полосы пропускания и отражения в среднем инфракрасном диапазоне (рис. 1). Для обеспечения равномерности значения (интенсивности) показателя пропускания оптимизируются толщины слоев ФИМ.



**Рис. 1.** Спектры пропускания образцов многослойного покрытия в зависимости от фазового состояния внутренних слоев

Результаты численного моделирования и полученные зависимости позволяют определить оптимальные параметры многослойных структур на основе GST, по экспериментальным данным получить плотности энергии не разрушающего обратимого лазерно-инициированного фазового перехода, а также разработать технологии оптически перестраиваемых аттенюаторов (фильтров) и других устройств для среднего инфракрасного диапазона.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ в рамках научного проекта № 19-29-12024 и Министерства науки и высшего образование РФ по Государственному заданию ФНИЦ «Кристаллография и фотоника» РАН.

- Dong W., Qiu Y., Zhou X., Banas A. etc. // Adv. Optical Mater. 2018, p. 1701346
- Sreekanth K.V., ElKabbash M., Caligiuri V. etc. // New Directions in Thin Film Nanophotonics, 2019, Springer Nature Singapore, 178 p.
- Русин С.П. // Теплофизика и аэромеханика, 2012. 19 (5), с. 643-654.
- Electromagnetic Template Library (EMTL). Электронный доступ: http://fdtd.kintechlab.com/ru/fdtd.
- Eliseev N.N., Kiselev A.V., Ionin V.V., Mikhalevsky V.A., Burtsev A.A., Pankov M.A., Karimov D.N., Lotin A.A. // Results in Physics. 2020, 2211-3797.
- Kim S.Y., Kim S.J., Seo H., Kim M.R. // SPIE, 1998, 3401, p. 112-115.
- Аракелян С.М., Бутковский О.Я., Бурцев А.А., Лысенко С.Л., Панков М.А., Притоцкий Е.М., Притоцкая А.П. // Computational nanotechnology, 2017, №4, с.14-20.
- Притоцкий Е.М., Притоцкая А.П., Лысенко С.Л., Панков М.А. Свидетельство о государственной регистрации программы для ЭВМ №2018610841 от 18 января 2018 года
- Притоцкий Е.М., Притоцкая А.П., Лысенко С.Л., Панков М.А. Свидетельство о государственной регистрации программы для ЭВМ №2019618256 от 27 июня 2019 года
- 10. Reflectance Calculator. Электронный доступ: https://www.filmetrics.com/reflectance-calculator

# Стимулированное излучение среднего ИК диапазона в структурах с квантовыми ямами Hg(Cd)Te/CdHgTe при температурах вплоть до 200 К

Д.С. Быков<sup>1,2,\*</sup>, В.В. Уточкин<sup>1</sup>, К.Е. Кудрявцев<sup>1</sup>, М.А. Фадеев<sup>1</sup>, Андронов Е.В.<sup>2</sup>, В.Я. Алешкин<sup>1</sup>, А.А. Дубинов<sup>1</sup>, Н.Н. Михайлов<sup>3</sup>, В.В. Румянцев<sup>1</sup>, С.В. Морозов<sup>1</sup>, В.И. Гавриленко<sup>1</sup>

1 Институт Физики Микроструктур РАН, 603950, Нижний Новгород, Россия

<sup>2</sup> Нижегородский Государственный Технический университет им. Р.Е. Алексеева, 603950, Нижний Новгород, Россия

<sup>3</sup> Институт Прикладной Физики им. А.В. Ржанова СО РАН, 630090, Новосибирск, Россия

#### \*bykov@ipmras.ru

В работе исследована критическая температура генерации стимулированного излучения (СИ) в гетероструктурах с квантовыми ямами (КЯ) Hg<sub>0.89</sub>Cd<sub>0.11</sub>Te/CdHgTe, излучающих в диапазоне длин волн 7-13 мкм. Показано, что уменьшение критической температуры генерации СИ коррелирует со спадом пороговой энергии оже-рекомбинации в структурах. В рамках работы спроектированы оптимизированные дизайны структур с бинарными HgTe KЯ, для которых продемонстрирован более чем двукратный рост расчётных значений пороговой энергии оже-рекомбинации. При этом относительный прирост пороговой энергии оже-рекомбинации за счёт перехода к оптимизированному дизайну растёт при продвижении к узкозонным структурам.

#### Введение

Создание когерентных источников среднего и дальнего ИК диапазонов представляет интерес для современной физики полупроводников. В твердых растворах HgCdTe, за счет изменения содержания Cd, можно варьировать ширину запрещенной зоны от 1.5 до 0 эВ. За счёт этого, а также прямозонности, HgCdTe широко используется для создания детекторов среднего ИК диапазона. Тем не менее, лазинг в HgCdTe при 300 К продемонстрирован только в ближнем ИК диапазоне [1]. По мере продвижения в длинноволновую область наблюдается резкое снижение критической температуры генерации СИ [2,3,4], ассоциируемое с активацией оже-процессов. В работе исследуются СИ в HgCdTe структурах среднего ИК диапазона и возможность подавления оже-процессов за счёт перехода к дизайну КЯ с нулевым содержанием Cd.

#### Методика эксперимента

Структуры были выращены методом МПЭ на GaAs (013) подложке с буферами из ZnTe и CdTe. Исследовались 4 структуры с различной шириной КЯ, но одинаковым содержанием Cd в КЯ и барьерных слоях (~10% и ~65% соответственно). Параметры структур приведены в табл. 1. **Таблица 1.** Параметры структур: d<sub>QW</sub> – толщина ямы, x<sub>QW</sub> и x<sub>bar</sub> – содержание Cd в KЯ и барьерах соответственно, E<sub>th</sub> и E<sub>th</sub> – пороговые энергии оже-рекомбинации

#	XQW	d <sub>QW</sub> , нм	Xbar	E <sub>g</sub> , мэВ	E <sub>th</sub> /E <sub>th</sub> *, мэВ
1	0.105	7.4	0.66	93.6	14.89
1*	0	3.7			41.25
2	0.108	6.1	0.63	123.5	18.65
<b>2</b> *	0	3.2			43.7
3	0.108	5.9	0.66	132.1	19.71
3*	0	3.2			45
4	0.116	4.9	0.64	172.9	24.55
4*	0	2.7			49.54

Измерения спектров ФЛ и СИ проводились в криостате замкнутого цикла в диапазоне температур 8-300 К. Криостат был оптически сопряжен с фурьеспектрометром BrukerVertex 80v, работавшим в режиме пошагового сканирования. Из-за нестандартного направления роста (013), сколотые грани не образуют резонатор Фабри-Перо, поэтому исследовалось однопроходовое СИ. В качестве источника возбуждения использовался ПГС ближнего ИК диапазона (1.94 – 2.36 мкм). Излучение накачки полностью покрывало поверхность образцов во всех экспериментах. В качестве детектора использовался HgCdTe приёмник Kolmar Technologies D317.

## Результаты и обсуждение

Стимулированное излучение в каждой структуре было получено лишь до некоторой определенной температуры Т<sub>max</sub>, выше которой наблюдался только широкий спектр спонтанного излучения слабой интенсивности при любой мощности возбуждения (точные значения Т<sub>max</sub> для каждой структуры – на рис. 1).



**Рис. 1.** Критическая температура генерации СИ (красный), пороговая энергия  $E_{th}$  (синий) в исследованных структурах (с ~ 10% Cd в квантовых ямах), пороговая энергия  $E_{th}^*$  (зеленый) в оптимизированных HgTe KЯ

Видно, что критическая температура генерации СИ снижается с 200 К (17.2 мэВ) для образца 4 (самый широкозонный) до 80 К (6.9 мэВ) для образца 1 (самый узкозонный). Это естественно связать с активацией безызлучательных оже-процессов – наблюдаемое падение  $T_{max}$  коррелирует с уменьшением пороговой энергии оже-рекомбинации  $E_{th}$  с 24.6 мэВ до 14.9 мэВ. Зонные спектры и соответствующие энергии  $E_{th}$  для каждого исследованного образца были рассчитаны в рамках 4-зонной модели Кейна 8 × 8. На рис. 2 показаны типичные зонные спектры на примере структуры 2 (сплошные), а также оптимизированной структуры 2\* (штрихпунктир).



**Рис. 2.** Зонная диаграмма структур 2 (сплошные) и 2<sup>\*</sup> (штрихпунктир). Зелёным показаны переходы носителей в ходе оже-процесса, соответствующие пороговому случаю

Значения E<sub>th</sub> рассчитывались путем нахождения условного экстремума суммарной кинетической энергии системы трёх носителей, участвующих в оже-процессе. Из рис. 2 видно, что пороговая энергия оже-рекомбинации в КЯ из чистого HgTe выше за счёт подавления боковых максимумов – особенностей дисперсионной кривой в первой валентной подзоне.

На рис. 1 и в табл. 1 приведены значения  $E_{th}$  и  $E_{th}^*$ для исследованных и оптимизированных структур соответственно. Сравнение пороговых энергий  $E_{th}$  и  $E_{th}^*$  позволяет предположить, что скорость ожепроцессов в КЯ HgTe может быть ниже, чем в КЯ HgCdTe, при той же температуре. Естественно ожидать, что влияние оже-рекомбинации на генерацию СИ в бинарных КЯ HgTe будет слабее, что приведет к более высокой критической температуре генерации СИ.

В работе исследована температурная стабильность СИ в гетероструктурах с КЯ HgCdTe/CdHgTe, pacсчитанных на спектральный диапазон 7 – 13 мкм. Показано, что критическая температура генерации СИ в серии структур коррелирует с пороговой энергией оже-рекомбинации. Последняя величина сильно зависит от вида дисперсионных кривых дырок в рассматриваемых КЯ. Теоретически продемонстрировано, что КЯ из чистого HgTe обеспечивают как минимум в два раза более высокие пороговые энергии оже-рекомбинации. Таким образом, можно ожидать значительного увеличения критической температуры генерации СИ за счёт подавления остаточного Cd в КЯ. Причём рост пороговой энергии оже-рекомбинации становится более выраженным с уменьшением ширины запрещенной зоны. Полученный результат демонстрирует важность бинарных HgTe КЯ для разработки межзонных лазеров дальнего ИК диапазона.

Работа была выполнена при поддержке РФФИ грант 18-52-16013. В работе использовано оборудование ЦКП ИФМ РАН.

- 1. Bleuse J., Bonnet-Gamard J., Mula G. *et al.* // Journal of crystal growth 197, 529-36 (1997).
- Roux C., Emmanuel H., Pautrat J.-L. // Appl. Phys. Lett. 75, 3763 (1999).
- Arias J.M., Zandian M., Zucca R. *et al.* // Semiconductor Science and Technology, 8, S255 (1993).
- 4. Popov A., Sherstnev V., Yakovlev Y., Mucke R., Werle P. // Appl. Phys. Lett. 68, 2790 (1996).

# Осцилляции незатухающего тока в квантовых кольцах

## А.А. Васильченко<sup>1,2\*</sup>

1 Кубанский государственный университет, ул. Ставропольская, д.149, Краснодар, 350040.

<sup>2</sup> Национальный исследовательский Томский государственный университет, проспект Ленина, д. 36, Томск, 634050.

#### \*a\_vas2002@mail.ru

Используется теория функционал плотности для изучения незатухающих токов в двумерных квантовых кольцах, содержащих несколько электронов. Получена эмпирическая формула для периода осцилляций незатухающего тока и изучено влияние кулоновского взаимодействия на свойства незатухающих токов в квантовых кольцах.

#### Введение

Хорошо известно, что в мезоскопических металлических кольцах, помещенных в магнитное поле, может существовать незатухающий ток. В последние десятилетия удалось экспериментально наблюдать осцилляции незатухающего тока в металлических кольцах. Считается, что в металлических кольцах для расчета незатухающего тока можно не учитывать взаимодействие электронов [1]. Это предположение подтверждается экспериментальными результатами [2].

Менее изучены свойства незатухающих токов в полупроводниковых структурах. В настоящей работе используется теория функционал плотности для изучения незатухающих токов в двумерных квантовых кольцах, содержащих несколько электронов.

#### Теоретическая модель

Используется атомная система единиц, в которой энергия выражается в единицах  $Ry = e^2/(2\varepsilon a_B)$ , а длина в единицах  $a_B = \varepsilon \hbar^2/(m_e e^2)$ , где  $m_e$  – эффективная масса электрона,  $\varepsilon$  – диэлектрическая проницаемость. Все вычисления проводятся для двумерных квантовых колец на основе GaAs, для которого  $\varepsilon = 12,4$  и  $m_e = 0,067m_0 (m_0 - \text{масса свободного электрона})$ . Для GaAs получаем  $a_B = 9,8$  нм, Ry = 5,9 мэВ.

Уравнения Кона-Шэма для спин-поляризованных электронов имеют вид:

$$\begin{cases} -\frac{\partial^2}{\partial r^2} - \frac{1}{r}\frac{\partial}{\partial r} + \frac{r^2}{4L^4} + \frac{m^2}{r^2} - \frac{m}{L^2} + V_{eff}(r) \end{cases} \times \\ \times \psi_m(r) = E_m \psi_m(r) \end{cases}$$
(1)

с эффективным одночастичным потенциалом

$$V_{eff}(r) = V_H(r) - V_{H,m}(r) +$$
  
+  $2\alpha (n(r) - n_m(r)) + V_{ext}(r),$  (2)

где *т* – угловой момент электрона,

$$n_m(r) = \left| \psi_m(r) \right|^2, \ n \ (r) = \sum_{occ \ m} n_m(r),$$
$$\alpha = -\sqrt{2\pi}\pi L.$$

В качестве внешнего потенциала возьмем параболический удерживающий потенциал с частотой ω<sub>0</sub> и радиусом кольца *r*<sub>0</sub>:

$$V_{ext}(r) = \frac{\omega_0^2}{4} (r - r_0)^2.$$
 (3)

Незатухающий ток представляет собой сумму парамагнитного и диамагнитного токов:

$$I = -\sum_{m} \int \frac{2m}{r} \psi_{m}^{2}(r) dr + \frac{N}{2\pi L^{2}}, \qquad (4)$$

где *N* – число электронов в квантовом кольце.

#### Результаты и обсуждение

Уравнения Кона-Шэма (1)–(2) с внешним потенциалом (3) решались численно. Вычисления проводились для различных наборов значений *m*, а за основное состояние для заданного значения полного углового момента электронов *M* принималось состояние с минимальной энергией.

Результаты вычислений приведены на рис. 1. Первые линейные отрезки на кривых рис. 1 соответствуют значению M = 28, далее с увеличением магнитного поля величина полного углового момента возрастает с периодом N = 7. Период осцилляций незатухающего тока хорошо описывается формулой:

$$\Delta B = \frac{2B_1}{N+1} \tag{4}$$

Том 2

где  $B_1$  соответствует середине первого плато с M = N(N-1)/2 + N.

Вычисления, проведенные для различных значений N и  $\omega_0$  (N < 14, величины  $\omega_0$  брались 0.67, 1.0 и 2.0) также показали, что период осцилляций незатухающего тока хорошо описывается формулой (4). В этих вычислениях предполагалось, что электроны имеют компактную конфигурацию.

Представляет большой интерес изучение влияния электрон-электронного взаимодействия на свойства незатухающего тока в квантовых кольцах. Для этого были проведены вычисления без учета взаимодействия электронов. В этом случае в уравнениях Кона-Шэма  $V_{eff}(r) = V_{ext}(r)$ . Сравнение результатов, представленных на рисунках 1 и 2, показывают сильное влияние электрон-электронного взаимодействия на характеристики незатухающего тока в зависимости от магнитного поля. Для невзаимодействующих электронов период осцилляций незатухающего тока близок к периоду осцилляций Ааронова-Бома  $\Phi_0 = h/e$ , тогда как для взаимодействующих электронов период намного меньше  $\Phi_0$ . Период  $\Phi_0$  соответствует  $\Delta B = 13.7/r_0^2$  в атомной системе единиц.



**Рис. 1.** Зависимость незатухающего тока в квантовом кольце от магнитного поля. *N* = 7, *r*<sub>0</sub> = 3

Без учета взаимодействия электронов (рис. 2) период осцилляции практически не зависит от  $\omega_0$  и напряженность удерживающего потенциала влияет только на амплитуду незатухающего тока. С учетом взаимодействия электронов наблюдается изменение периода и амплитуды незатухающего тока в зависимости от частоты удерживающего потенциала. Амплитуда незатухающего тока увеличивается с увеличением частоты (рис. 1).

Период незатухающего тока в зависимости от магнитного потока, близок к  $\Phi_0$  как для невзаимодействующих электронов, так и для взаимодействующих электронов при больших  $\omega_0$  (кривые с  $\omega_0 = 4$ на рис. 1 и 2).



**Рис. 2.** Зависимость незатухающего тока в квантовом кольце от магнитного поля без учета взаимодействия электронов. *N* = 7, *r*<sub>0</sub> = 3

Таким образом, численно решена система уравнений Кона-Шэма для двумерных электронов в сильном магнитном поле. Вычислена величина незатухающего тока в двумерных квантовых кольцах в зависимости от магнитного поля и предложена эмпирическая формула для периода осцилляций незатухающего тока. Показано, что с увеличением плотности электронов влияние электронэлектронного взаимодействия на характеристики незатухающих токов уменьшается.

Работа выполнена при финансовой поддержке госзадания Министерства науки и высшего образования Российской Федерации, проект № 0721-2020-0048.

- Riedel E.K., von Oppen F. // Physical Review B, V. 47, 15449 (1993).
- 2. Bleszynski-Jayich A.C., Shanks W.E., Peaudecerf B., *et al.* // Science V. 326, 272 (2009).

# Инфракрасное поглощение и фотопроводимость в квантовых ямах *p*-GaAs/AlGaAs

М.Я. Винниченко<sup>1, \*</sup>, И.С. Махов<sup>1</sup>, Н.Ю. Харин<sup>1</sup>, С.В. Граф<sup>1</sup>, В.Ю. Паневин<sup>1</sup>, И.В. Седова<sup>2</sup>, С.В. Сорокин<sup>2</sup>, Д.А. Фирсов<sup>1</sup>

1 Санкт-Петербургский политехнический университет Петра Великого, ул. Политехническая, 29, Санкт-Петербург, 195251, Россия.

<sup>2</sup> Физико-технический институт им. А. Ф. Иоффе РАН, ул. Политехническая, 26, Санкт-Петербург, 194021, Россия.

\*mvin@spbstu.ru

Проведены расчеты акцепторных состояний и состояний дырочных подзон в квантовых ямах *p*-GaAs/AlGaAs с помощью метода разложения кулоновского потенциала по состояниям валентных подзон. Рассчитан спектр внутризонного поглощения света с участием примесных состояний. Разработан дизайн и выращены наноструктуры с множественными квантовыми ямами. Измерены спектры примесного поглощения и фотопроводимости. Полученные экспериментально спектры поглощения и фотопроводимости хорошо коррелируют друг с другом. В соответствии с расчетом идентифицированы вклады в поглощение и фототок от переходов дырок из основного акцепторного состояния в делокализованные состояния валентных подзон и на возбужденные состояния примеси, а также от процессов фотоионизации квантовой ямы.

#### Введение

Работа посвящена исследованию оптических явлений в квантовых ямах (КЯ) GaAs/AlGaAs, легированных акцепторами. Имеется значительное число работ по оптическим явлениям с участием донорных примесных состояний в КЯ. При этом примесная фотопроводимость (ФП) и внутризонное поглощение света в КЯ, легированных акцепторами, изучены слабее. В этом случае сложная структура валентной зоны, включая спектр примесных состояний, и наличие нетривиальной поляризационной зависимости оптических эффектов усложняют теоретические расчеты и интерпретацию экспериментальных результатов [1]. У легированных акцепторами КЯ есть преимущества по сравнению со структурами, легированными донорами: (i) бо́льшая энергия связи акцепторов позволяет использовать более коротковолновую область спектра, (ii) согласно правилам отбора в структурах с КЯ р-типа возможны межподзонные оптические переходы для нормального падения света s-поляризации, что перспективно для создания ИК фотоприемников и модуляторов [2].

### Образцы и методика эксперимента

Были проведены расчеты акцепторных примесных состояний и состояний дырочных подзон размерного квантования в КЯ *p*-GaAs/AlGaAs с помощью метода разложения кулоновского потенциала по состояниям подзон валентной зоны (рассчитанный

спектр приведен на вставке к рис. 1). Был также рассчитан спектр внутризонного поглощения света с участием примесных состояний. Методом молекулярно-пучковой эпитаксии на полуизолирующей подложке GaAs было выращено 200 периодов КЯ, сформированных слоями GaAs шириной 3 нм, разделенных барьерными слоями Al<sub>0.4</sub>Ga<sub>0.6</sub>As шириной 7 нм. Центральная область КЯ толщиной 0.7 нм легировалась бериллием с концентрацией 1·10<sup>11</sup> см<sup>-2</sup>. Для измерений примесного поглощения образцы были выполнены в многопроходной геометрии.

Спектры поглощения и фотопроводимости изучались с помощью вакуумного фурье-спектрометра. Для исследований при криогенных температурах использовался криостат замкнутого цикла.

### Результаты и их обсуждение

На рис. 1 и 2 приведены спектры фотопроводимости структур с КЯ, измеренные для света *s*-поляризации в различных спектральных диапазонах. Широкий пик при энергии кванта ~ 20 мэВ мы связываем с оптическими переходами дырок из основного состояния примеси на первое возбужденное акцепторное состояние. Пик фототока вблизи энергии кванта ~ 40 мэВ соответствует оптическим дырочным переходам из основного состояния примеси на дно первой подзоны дырок. Пики при энергиях кванта света ~ 63 и 75 мэВ связаны с внутрицентровыми переходами дырок из основного примесного состояния на возбужденные резонансные состояния примеси, относящиеся ко второй дырочной подзоне. Пик при энергии кванта, близкой к 90 мэВ, связан с оптическими переходами дырок с основного состояния акцепторной примеси на состояния вблизи дна второй дырочной подзоны (с нулевым волновым вектором). Наблюдаемый пик фототока вблизи энергии кванта 150 мэВ мы связываем с переходами дырок из основного примесного состояния во вторую дырочную подзону в области ненулевых значений волнового вектора дырки. Широкий пик вблизи энергии кванта около 205 мэВ связан с оптическими переходами дырок из основного акцепторного состояния в состояния континуума над КЯ. Положения всех пиков фототока, уширяющихся с повышением температуры, хорошо согласуются с теоретическим расчетом. Реперные образцы без КЯ не демонстрировали никаких особенностей в фототоке в данном спектральном диапазоне.

Примесное поглощение образца с КЯ и реперного образца для двух поляризаций света было исследовано в диапазоне температур 4-300 К в ИК области спектра (см. спектры поглощения для света s- и р-поляризации на вставке к рис. 2). Положение спектральных особенностей поглощения соответствует рассчитанным значениям для обеих поляризаций [3]. Широкий пик поглощения, обнаруженный вблизи энергии кванта 80 мэВ для света s-поляризации, связан с оптическими переходами дырок из основного акцепторного состояния во вторую подзону. В спектрах обеих поляризаций был обнаружен узкий пик поглощения при энергии кванта около 90 мэВ, связываемый нами с оптическими переходами дырок из основного акцепторного состояния на дно второй дырочной подзоны. Его малая ширина и наличие для обеих поляризаций связаны с сингулярностью приведенной плотности состояний. Пик поглощения вблизи энергии кванта 150 мэВ, наблюдаемый для света р-поляризации, связан с переходами дырок из основного акцепторного состояния во вторую подзону в области больших значений волнового вектора дырки. Было обнаружено заметное красное смещение этого пика с ростом температуры, связанное со сдвигом второй подзоны квантовой ямы с температурой из-за изменения величины разрыва валентной зоны на гетерограницах слоев, формирующих КЯ. Пик поглощения, обнаруженный вблизи энергии кванта 205 мэВ для света s-поляризации, связан с оптическими переходами дырок из основного акцепторного состояния в континуум делокализованных состояний над КЯ.

Отметим, что положение пиков примесного поглощения хорошо согласуется со спектрами ФП.



Рис. 1. Спектры ФП, измеренные в дальней ИК области при разных температурах. На вставке приведен рассчитанный энергетический спектр. Стрелками отмечены основные переходы, наблюдаемые в экспериментальных спектрах ФП и поглощения (ширина акцепторных состояний приведена схематично, т.к. они выходят за пределы рисунка)



**Рис. 2.** Спектры фотопроводимости, измеренные в ИК диапазоне при разных температурах. На вставке приведены спектры поглощения для двух поляризаций света

Исследование выполнено при финансовой поддержке Минобрнауки (государственное задание).

- Zheng N.W.M., Halsall M.P., and Harmer P. // Journal of Applied Physics, V. 92, 6039 (2002).
- Chen H.H., Wang Yeong-Her, Houng Mau-Phon // IEEE J. Quant. Electron., V. 32(3), 471 (1996).
- Vinnichenko M.Ya., et al. // Physica E, V. 124, 114301 (2020).

# Униполярные *nBn*-структуры и детекторы на основе HgCdTe

А.В. Войцеховский<sup>1, §</sup>, С.Н. Несмелов<sup>1</sup>, С.М. Дзядух<sup>1</sup>, Д.И. Горн<sup>1</sup>, Н.Н. Михайлов<sup>1-3, \*</sup>, С.А. Дворецкий<sup>1,2</sup>, Р.В. Меньшиков<sup>2</sup>, Г.Ю. Сидоров<sup>1,2</sup>, И.Н. Ужаков<sup>2</sup>, М.В. Якушев<sup>2</sup>

<sup>1</sup> Томский государственный университет, пр. Ленина 36, Томск, Россия, 634050.

<sup>2</sup> Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова Сибирского отделения РАН, пр. Лаврентьева 13, Новосибирск, Россия, 630090.

<sup>3</sup> Новосибирский государственный университет, ул. Пирогова 2, Новосибирск, 630090.

§vav43@mail.tsu.ru, \*mikhailov@isp.nsc.ru

Изготовлены многослойные униполярные гетероэпитаксиальные структуры на основе HgCdTe, выращенного методом молекулярно-лучевой эпитаксии на подложках из GaAs(013). Результаты экспериментальных исследований темновых токов и адмиттанса свидетельствуют о возможности использования созданных *nBn*-структур при разработках эффективных инфракрасных детекторов для спектрального диапазона 3–5 мкм.

Фундаментальные свойства полупроводникового твердого раствора теллурида кадмия и ртути Hg1-<sub>x</sub>Cd<sub>x</sub>Te обеспечивают широкое использование этого материала при создании высокочувствительных инфракрасных детекторов для различных спектральных областей (в том числе, MWIR – 3°-°5 мкм и LWIR - 8 - 12 мкм). При создании матриц фотодиодов на основе HgCdTe, выращенного методом молекулярно-лучевой эпитаксии (МЛЭ), для формирования *p-n* переходов используют дефектообразующую процедуру ионной имплантации, что снижает качество материала и приводит к увеличению стоимости изготовленных приборов. Значительные технологические преимущества предоставляет использование униполярных барьерных архитектур (например, в nBn-конфигурации [1]). В настоящее время наибольшие успехи достигнуты при создании униполярных барьерных детекторов на основе соединений А<sup>3</sup>В<sup>5</sup> [2°-°5]. Интерес к разработкам детекторов на основе таких материалов определяется возможностями реализации многослойных систем с отсутствием барьера в валентной зоне (гетеропереход II типа), а также малыми значениями времен жизни Шокли-Рида-Холла, что позволяет повысить рабочую температуру детекторов. Известно большое число теоретических исследований униполярных барьерных детекторов на основе HgCdTe, хотя попытки практической реализации таких приборов пока немногочисленны [6°-°8]. Первые разработки nBnдетекторов на основе МЛЭ HgCdTe обладали большими значениями темновых токов, связанных с компонентой поверхностной утечки [7, 8]. В докладе представлены результаты электрической характеризации MWIR *nBn*-детекторов на основе HgCdTe, выращенного методом МЛЭ на подложках из GaAs (013).

## Образцы и методики эксперимента

Гетероэпитаксиальные пленки Hg<sub>1-x</sub>Cd<sub>x</sub>Te были выращены на установке "Обь-М в ИФП СО РАН, Новосибирск методом МЛЭ на подложках из GaAs (013). Рабочая область приборных структур содержала поглощающий, барьерный и контактный слои. Состав в поглощающем слое для различных образцов изменялся от 0.29 до 0.36, что обеспечивало возможность детектирования в MWIR диапазоне. Компонентный состав в барьерных слоях толщиной 0.2°-°0.5 мкм изменялся от 0.62 до 0.84 в соответствии с предварительно проведенным расчетом дизайна структур. В процессе выращивания в пленки вводилась донорная примесь индия с концентрацией от  $5 \times 10^{15}$  до  $8 \times 10^{16}$  см<sup>-3</sup>. В процессе эпитаксиального роста in situ проводился эллипсометрический контроль толщины и состава растущих слоев, причем профиль распределения состава рассчитывался с помощью метода «эффективной" подложки». На основе выращенных гетероэпитаксиальных пленок по «меза» технологии изготавливались приборные nBn-структуры с индиевыми контактами и пассивацией боковых стенок пленками Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>, сформированными методом атомно-слоевого осаждения [9]. Экспериментальные исследования темновых токов и адмиттанса приборных nBn-структур проводились на автоматизированной установке на основе измерителя иммитанса Agilent E4980A и неоптического криостата Janis.

### Результаты и обсуждение

Для изготовленных MWIR nBn-структур с различным дизайном барьерных слоев проведены исследования темновых токов и адмиттанса в широких диапазонах температур и смещений. Измерения темновых токов для *nBn*-структур с фронтальными электродами различного размера позволили определить значения объемной и поверхностной компонент темнового тока в различных условиях. Установлено, что темновые токи в *nBn*-структурах при составе в барьерном слое, равном 0.84, в диапазоне температур 180°-°300 К ограниченны диффузией дырок из поглощающего слоя. На рисунке 1 показаны температурные зависимости темнового тока для nBnструктуры с составом в барьерном слое, равном 0.84, измеренные при обратных смещениях 1.0 и 1.5 В. Видно, что темновые токи для изготовленной nBnструктуры хорошо согласуются с эмпирической моделью Rule07 и сравнимы по величине со значениями темновых токов для известных аналогов на основе  $A^{3}B^{5}$  [2°-°5] и MOCVD HgCdTe [6].



**Рис. 1.** Сравнение темновых токов барьерных структур различных типов с эмпирической моделью Rule07

Исследования темновых токов в MWIR *nBn*структурах с меньшими составами в барьерном слое показали, что при больших обратных смещениях доминируют токи поверхностной утечки, причем использование  $Al_2O_3$  пассивации позволяет уменьшить значения поверхностной утечки. При небольших обратных смещениях для *nBn*-структур с составом в барьере, равном 0.60, в диапазоне температур  $160^\circ$ –°180 К доминирует объемная компонента темнового тока, связанная с диффузией дырок из поглощающего слоя. Теоретические оценки показывают, что максимальные значения обнаружительной способности MWIR *nBn*-детекторов могут быть достигнуты при составе в барьерном слое, не превышающем 0.65. Исследования адмиттанса *nBn*-структур позволили получить дополнительную информацию о свойствах различных слоев в униполярной барьерной системе [10]. Показано, что концентрация примеси индия практически равномерно распределена в поглощающем слое, а значения концентрации близки к технологически заданным значениям. Таким образом, показана возможность создания эффективных MWIR *nBn*-детекторов на основе HgCdTe, выращенного методом МЛЭ на альтернативных подложках.

Исследования проведены при финансовой поддержке гранта Российского Научного Фонда (проект № 19-12-00135).

- Maimon S., Wicks G.W. // Appl. Phys. Lett., V. 89, 151109 (2006).
- Soibel A., Ting D.Z., Rafol S.B., et al. // Appl. Phys. Lett., V. 114, 161103 (2019).
- Ting D.Z., Soibel A., Khoshakhlagh A., *et al.* // Appl. Phys. Lett., V. 113, 021101 (2018).
- Soibel A., Ting D.Z., Hill C.J., *et al.* // Appl. Phys. Lett., V. 109, 103505 (2016).
- Evirgen A., Abautret J., Perez J.P., *et al.* // Electron. Lett., V. 50, 1472 (2014).
- Kopytko M., Rogalski A. // Prog. Quant. Electron. V. 47, 1 (2016).
- Itsuno A.M., Phillips J.D., Velicu S. // Appl. Phys. Lett., V. 100, 161102 (2012).
- Velicu S., Zhao J., Morley M., et al. // Proc. SPIE, V. 8268, 826282X (2012).
- Voitsekhovskii A.V., Nesmelov S.N., Dzyadukh S.M., *et al.* // J. Phys. D: Appl. Phys., V. 53, 055107 (2019).
- Voitsekhovskii A.V., Nesmelov S.N., Dzyadukh S.M., et al. // Mater. Res. Expr., V. 6, 116411 (2019).

# Электрически управляемый циклотронный резонанс

# В.А. Волков<sup>1\*</sup>, А.А. Заболотных<sup>1</sup>

<sup>1</sup> Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН, ул. Моховая, 11-7, Москва 125009...

#### \*Volkov.v.a@gmail.com

Предсказана возможность перенормировки циклотронного резонанса (ЦР) при изменении концентрации электронов и учете электромагнитного запаздывания. Сильный сдвиг и сужение линии ЦР могут быть экспериментально обнаружены в стандартных двумерных электронных системах при наличии в них тылового затвора (back-gate), даже при нулевом напряжении на нем. Существенная зависимость частоты ЦР от концентрации электронов является редким примером гигантского нарушения теоремы Кона, которая неприменима при учете запаздывания межэлектронного взаимодействия.

Частота циклотронного резонанса в обычных однородных проводящих системах не зависит от силы межэлектронного взаимодействия и, следовательно, от концентрации электронов. В этом суть знаменитой теоремы Кона, существенно ограничивающей прикладной и фундаментальный потенциал этого явления (W. Kohn, 1961). Тем самым подавляется возможность эффективного электрического управления линией ЦР. Однако В. Кон не учитывал электромагнитного запаздывания взаимодействия между электронами. Здесь рассмотрен ЦР в двумерной (2D) экранированной электронной системе (gated 2DES) с учетом запаздывания.

В квазистатическом пределе взаимодействие 2D электронов между собой экранируется силами, порожденными зарядами изображения в затворе, что существенно изменяет многоэлектронные эффекты в 2DES. Так, частота плазмонов смягчается в меру близости затвора, а дисперсия 2D плазмонов приобретает звуковой характер, причем квадрат скорости экранированных плазмонов V<sub>p</sub> пропорционален расстоянию d между 2D электронами и затвором. При учете конечности скорости света с, что определяется релятивистским параметром  $A = V_p/c$ , начинают проявляться эффекты запаздывания сил изображения. Диэлектрическая подложка превращается в волновод (2D электроны – диэлектрик – металлический затвор) и вместо эффектов вышеупомянутых сил изображения необходимо учитывать взаимодействие электронов с электромагнитными модами Фабри -

Перо в диэлектрическом волноводе, имеющими характерную частоту  $\omega_{FP} = c/d$ .

В работе учтено влияние на ЦР взаимодействия между электронами на циклотронных орбитах и модами Фабри-Перо нулевого порядка. Использован низкочастотный предел, когда искомая частота перенормированного ЦР мала по сравнению с частотой  $\omega_{FP}$ . Свет падает по нормали к образцу.

Эффект определяется параметром запаздывания  $A = V_{p'}c$ . Положение линии ЦР при увеличении этого параметра испытывает красный сдвиг, причем отношение перенормированной частоты ЦР к неперенормированной равно  $1/(1+A^2)$ . В обычных экранированных 2DES параметр A мал в силу близости электронов к затвору, и перенормировка ЦР несущественна. Но в образцах с тыловым затвором величина d равна толщине подложки и параметр запаздывания A может не быть малым. Показано, что в стандартных образцах легко достичь равенства A = 1, когда частота ЦР уменьшается в два раза по сравнению с неперенормированной частотой.

Работа поддержана грантом РФФИ № 20-02-00817.

## Литература

 Zabolotnykh A.A., Volkov V.A. *Electrically con*trollable cyclotron resonance // Arxive: 2101.04088.

# Полупроводниковые гетероструктуры AlGaInAs/InP для мощных лазерных диодов спектрального диапазона 1450-1500 нм

Н.А. Волков<sup>1, \*</sup>, В.Н. Светогоров<sup>1</sup>, Ю.Л. Рябоштан<sup>1</sup>, А.Ю. Андреев<sup>1</sup>, И.В. Яроцкая<sup>1</sup>, М.А. Ладугин<sup>1</sup>, А.А. Падалица<sup>1</sup>, А.А. Мармалюк<sup>1</sup>, С.О. Слипченко<sup>2</sup>, А.В. Лютецкий<sup>2</sup>, Д.А. Веселов<sup>2</sup>, Н.А. Пихтин<sup>2</sup>

<sup>1</sup> ООО «Сигм плюс», ул. Введенского, 3, корп. 1, Москва, 117342.

<sup>2</sup> Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, ул. Политехническая, 26, Санкт-Петербург, 194021.

\*volkov\_n\_a@mail.ru

В данной работе рассматривается использование двух подходов к созданию гетероструктур AlGaInAs/InP для мощных лазерных диодов, излучающих в спектральном диапазоне 1450-1500 нм – создание гетероструктур с асимметричным и сверхузким волноводом. Дано сравнение полученных результатов с традиционными конструкциями гетероструктур с расширенными волноводами. Показано, что уменьшение р-волновода позволяет создать лазеры с выходной мощностью 5 Вт в непрерывном режиме генерации и 20 Вт в режиме коротких импульсов (100 нс, 1 кГц). Проведены измерения внутренней квантовой эффективности и внутренних оптических потерь исследуемых гетероструктур.

#### Введение

Традиционно мощные лазерные диоды (ЛД) базируются на гетероструктурах (ГС) с широкими волноводами, которые обеспечивают низкий уровень внутренних оптических потерь и дают возможность достигать высокой выходной мощности. Однако предельные выходные характеристики таких ЛД зачастую ограничены увеличением температуры активной области с ростом тока накачки. Для решения задачи улучшения теплоотвода хорошо зарекомендовали себя подходы по использованию ГС со сверхузкими [1] и сильно асимметричными [2] волноводами . В таких конструкциях толщина р-волновода существенно снижена, что помимо улучшения теплоотвода, снижает накопление носителей заряда в р-части волновода по мере увеличения тока накачки и, соответственно, ограничивает рост внутренних оптических потерь [3]. Кроме того, в исследуемых ГС использовались напряженные квантовые ямы для снижения вероятности протекания безызлучательных процессов Оже рекомбинации.

В данной работе рассматривается применение указанных подходов к созданию ГС AlGaInAs/InP для мощных лазерных диодов, излучающих в спектральном диапазоне 1450-1500 нм.

#### Экспериментальная часть

Для исследования методом MOC-гидридной эпитаксии были выращены лазерные ГС AlGaInAs/InP с асимметричным, сверхузким и традиционным симметричным широким волноводом (рис. 1).



Рис. 1. Схематическое изображение зонной диаграммы активной области полупроводниковых лазеров на основе Al-GalnAs/InP с симметричным широким (а) асимметричным (б) и сверхузким (в) волноводами

Основой для ГС с асимметричным и сверхузким волноводами послужил традиционный вариант ГС с

широким волноводом. В такой структуре толщины P-и N-частей волновода составили приблизительно 0,7 мкм каждая, а сам волновод был создан на основе системы материалов AlGaInAs. Волновод во всех структурах ограничивался эмиттерными слоями InP. На границе волновод/эмиттер были выращены тонкие барьерные слои AlInAs для снижения утечек. В ГС с асимметричным волноводом была снижена толщина только части волновода, прилегающей к P-эмиттеру, тогда как в сверхузком варианте, уменьшению подвергся весь волновод. Для снижения оптических потерь в исследованных ГС использовалось профильное легирование эмиттеров.

На основе полученных ГС были изготовлены полупроводниковые лазеры с полосковым контактом шириной 100 мкм и длиной резонатора 2000-3000 мкм. На грани резонатора наносились оптические покрытия с  $R_1 \sim 0.05$  и  $R_2 \sim 0.95$ . Кристаллы были собраны на медных теплоотводах. Выходные характеристики полученных лазерных диодов изучались в непрерывном и импульсном режимах работы.

## Результаты и обсуждение

Ватт-амперные характеристики лазерных диодов, полученные в непрерывном режиме генерации, представлены на рис. 2. Температура теплоотвода во время измерений составляла 25 °С. Оба образца с уменьшенными волноводами показали выходную мощность 5 Вт в непрерывном режиме, что превосходило параметры образца с расширенным волноводом. При этом наклон ватт-амперной характеристики ЛД с асимметричным волноводом в первой половине исследуемого диапазона токов был больше чем наклон ватт-амперной характеристики ЛД со сверхузким волноводом. Однако благодаря сниженным значениям последовательного и теплового сопротивлений, насыщение мощности в образце со сверхузким волноводом наступает при более высоких токах накачки по сравнению с образцом на основе асимметричного волновода.

В режиме коротких импульсов (100 нс, 1 кГц) закономерность поведения кривых ватт-амперных характеристик существенно не изменилась. Максимальная выходная оптическая мощность в этом режиме составила 20 Вт. Значение внутренних оптических потерь в широком волноводе оказалось наименьшим среди всех исследуемых  $\Gamma C - 0,5-1,0 \text{ см}^{-1}$  против 1-1,5 см<sup>-1</sup> в  $\Gamma C$  с асимметричным волноводом и 2-3 см<sup>-1</sup> в сверхузком варианте. Высокие значения оптических потерь в  $\Gamma C$ с узкими волноводами ожидаемы и объясняются проникновением значительной части излучения в эмиттер с одной (асимметричный волновод) и с двух (сверхузкий волновод) сторон. Профильное легирование эмиттеров частично уменьшает потери, но всё же не позволяет приблизить их к значениям широкого волновода. Тем не менее, ведущее влияние на выходную мощность оказывают не данные потери, а условия теплоотвода активной области и снижение накопления носителей в волноводе.



**Рис. 2.** Ватт-амперные характеристики полупроводниковых лазеров на основе ГС AlGaInAs/InP с асимметричным, сверхузким и симметричным широким волноводом

Исследования, проведенные в рамках данной работы, подтверждают преимущества использования ГС с уменьшенной толщиной волновода для создания высокомощных лазерных диодов по сравнению с традиционными ГС с широким волноводом.

- Мармалюк А.А., Рябоштан Ю.Л., Горлачук П.В., *и др.* // Квантовая электроника, 47, 272 (2017)
- 2. Горлачук П.В., Иванов А.В., Курносов В.Д., *и др.* // Квантовая электроника, **48**, 495 (2018)
- Ryvkin B.S., Avrutin E.A. // J. Appl. Phys., 100, 023104 (2006)

# Исследование кластеров радиационных дефектов в GaAs структурах после нейтронного воздействия

Е.В. Волкова<sup>1</sup>, А.Б. Логинов<sup>2</sup>, Б.А. Логинов<sup>3</sup>\*, Е.А. Тарасова<sup>\$1</sup>, А.С. Пузанов<sup>1</sup>, С.А. Королев<sup>4</sup>, Е.С. Семёновых<sup>1</sup>, С.В. Оболенский<sup>1</sup>

1 ННГУ им. Н.И. Лобачевского, 603950, Н. Новгород, проспект Гагарина, 23

<sup>2</sup> МГУ им. М.В. Ломоносова; 119991, Москва, Ленинские горы, д. 1

<sup>3</sup> МИЭТ, 124498, Москва, Зеленоград, пл. Шокина, д. 1

<sup>4</sup> ИФМ РАН, Россия, Нижегородская обл., Кстовский район, д. Афонино, ул. Академическая, д. 7

\$ tarasova@rf.unn.ru, \* b-loginov@mail.ru

Исследуются электрофизические параметры и морфология поверхности GaAs *n<sup>+</sup>/n<sup>-</sup>* структур Шоттки до и после нейтронного воздействия. Методом атомно-силовой микроскопии выявлены возникающие при облучении разупорядоченные области. Определены концентрация и подвижность электронов в исследуемых структурах до и после воздействия.

#### Введение

Известно, что при воздействии быстрых нейтронов в полупроводниках образуются разупорядоченные области — кластеры радиационных дефектов (КРД) [1]. Такие объекты окружены областью пространственного заряда (ОПЗ) и являются непрозрачными или частично прозрачными для электронов включениями [2]. Кроме того, характерные размеры КРД сравнимы с размерами активных областей современных полупроводниковых приборов, поэтому их наличие может оказывать существенное влияние на протекание тока через активную область прибора. В связи с этим вопрос определения количества и размеров КРД (с учетом их ОПЗ) крайне важен при проектировании радиационностойких полупроводниковых приборов.

#### Эксперимент

В данной работе экспериментальное исследование кластеров радиационных дефектов, возникающих в GaAs при нейтронном облучении флюенсом  $0.5 \cdot 10^{15}$  см<sup>-2</sup>, проводилось на основе анализа модификации топографии поверхности и электрофизических параметров  $n^+/n^-$  GaAs структур. Для удобства измерений и снижения их погрешности комплект круговых и кольцевых диодов объединялся в тестовый объект, предназначенный для определения профилей распределения электронов по глубине и оценки их подвижности [3]. Измерения проводились до и после облучения. Часть образцов после образования радиационных дефектов подвер-

галась отжигу посредством быстрого разогрева до температуры 200 °С и выдержки около суток с плавным снижением температуры до комнатной, что позволяло избавиться от мелких дефектов и их скоплений.

Анализ морфологии образовавшихся кластеров проводился по результатам исследований микрорельефа поверхности структуры с помощью методики зондовой микроскопии; распределение концентрации электронов по глубине структуры и их подвижность до и после облучения исследовались с использованием вольт-фарадного метода [3].

Анализировались зависимости максимального значения концентрации носителей заряда n<sub>max</sub> и положения указанного максимума по глубине структуры d<sub>max</sub> от размера тестовых диодов – ширины кольцевого и радиуса кругового контактов (рисунок 1) [3].

Согласно методике, описанной в [3] было рассчитано значение максимальной концентрации электронов  $n_{max}$  в структуре до облучения, которое составило  $5.9 \cdot 10^{17}$  см<sup>-3</sup>, сам максимум распределения располагался на глубине структуры  $d_{max}$ = 79.5 нм.

После облучения указанные значения составили  $5.7 \cdot 10^{17}$  см<sup>-3</sup> и 77.5 нм, соответственно (рисунок 1). Полученные данные говорят о высоком качестве изготовления исследуемой структуры и возможности ее применения в специализированной радиационно-стойкой аппаратуре.



Рис. 1. Зависимость максимального значения профиля концентрации n<sub>max</sub> и ее координаты d<sub>max</sub>, соответствующей максимуму на профиле концентрации электронов, от радиуса кругового и ширины кольца кольцевого контактов диодов (— до облучения; — после облучения нейтронами 0.5·10<sup>15</sup> см<sup>-2</sup> и последующего отжига; — <u>х</u>— аналитический расчет)

Для исследований микрорельефа поверхности GaAs структуры до и после воздействия быстрых нейтронов использовался сканирующий зондовый микроскоп «CMM-2000» (изготовитель – AO «Завод ПРОТОН», г. Зеленоград (www.microscopy.su)). Применение специальной методики позиционирования образцов [4] позволяло констатировать наличие связи нарушений, появившихся на поверхности структур, с воздействием нейтронного облучения.

Кадры топографии поверхности в области GaAs колец диодов и транзисторов получены в режиме атомно-силовой микроскопии (ACM). В качестве зондов использованы кантилеверы с радиусом закругления острия 2 нм марки «MSNL» фирмы Brucker, США. Достигаемое разрешение – до 2 нм по латеральным размерам рельефа и до 0.1 нм по высотам рельефа.

Характерный вид изображений, полученных при сканировании поверхности GaAs до и после нейтронного воздействия, приведен на рис. 2.

Видно, что качественный вид «зерен» GaAs сохраняется, но на сканах облученного материала появляются включения существенно меньшего размера, средняя поверхностная плотность которых составляет 1.2 мкм<sup>-2</sup>.

По результатам АСМ-измерений проводился анализ размеров и количества образовавшихся объемных радиационных дефектов.



Рис. 2. Характерный вид микрорельефа поверхности GaAs до (а) и после (б) воздействия быстрых нейтронов флюенсом 0.5·10<sup>15</sup> см<sup>-2</sup> и последующего отжига

При этом, поскольку по глубине активной области структуры (90 нм) укладывалось не более одного КРД, то в совокупности с результатами измерения электрофизических параметров это позволило оценить среднее значение величины ОПЗ кластеров, которое составило 37 нм. Размер ОПЗ зависел от уровня концентрации носителей и увеличивался до 100 и более нм в  $n^-$  слое, проводимость которого снизилась значительно.

В результате исследований доказана работоспособность предложенного в работе подхода к определению параметров кластеров радиационных дефектов и их распределения в целом. Результаты исследований могут быть использованы для моделирования параметров GaAs полупроводниковых приборов после нейтронного облучения.

Работа профинансирована Министерством науки и высшего образования РФ в рамках государственного задания Нижегородского государственного университета им. Н.И. Лобачевского (проект № 0729-2020-0035)

- Агаханян Т.М., Аствацатурьян Е.Р., Скоробогатов П.К. Радиационные эффекты в интегральных микросхемах. – М.: Энергоатомиздат, 1989.
- Оболенский С.В. // Поверхность. Рентгеновские, синхротронные и нейтронные исследования, 2003, № 7, с. 53-56.
- Тарасова Е.А., Хананова А.В., Оболенский С.В. *и др.* // ФТП, т. 50, № 3, с. 331–338, 2016.
- 4. Loginov A.B., Ismagilov R.R. // J. of Nanophotonics, 2017, v.11, № 3, p.1-7.

# Метод анализа электрофизических свойств полупроводниковых квантовых точек

#### М.В. Гавриков, В.Ф. Кабанов

Саратовский государственный университет им. Н.Г. Чернышевского, ул. Астраханская, 83, Саратов, 410012.

\* maks.gavrikov.96@gmail.com

В работе был обоснован и использован метод анализа нормированных дифференциальных туннельных вольтамперных характеристик для исследования некоторых важных параметров полупроводниковых квантовых точек. Этот метод позволил проанализировать положение первых трех энергетических уровней электрона исследуемых квантовых точек с приемлемой точностью. Помимо того, данный метод дал возможность оценить размер исследуемых объектов.

#### Введение

Полупроводниковые структуры могут содержать одиночные, либо многочисленные и определенным образом упорядоченные квантово-размерные объекты. Квантовые точки (КТ) являются одними из наиболее интересных квантово-размерных объектов для целей применения в оптоэлектронике и наноэлектронике. Выбор методов изучения свойств данных структур представляется важным вопросом.

Целью данной работы являлось обоснование и применение метода нормированных дифференциальных туннельных вольтамперных характеристик для анализа некоторых важных параметров квантовых точек полупроводниковых материалов группы  $A^2B^6$  (на примере соединения CdSe).

## Методика эксперимента

В качестве исследуемых объектов были выбраны полупроводниковые квантовые точки соединения CdSe со структурой «ядро без оболочек». Материал CdSe был выбран, так как он относится к числу наиболее перспективных и интересных с практической точки зрения полупроводниковых материалов группы A<sup>2</sup>B<sup>6</sup> благодаря высокому квантовому выходу люминесценции, фотостабильности и широкого использования в оптоэлектронике [1, 2].

В работе были исследованы монослои групп квантовых точек состава CdSe, сформированные на поверхности водной субфазы по технологии Ленгмюра-Блоджетт и перенесенные на твердые подложки с проводящим слоем индий-оловянного оксида (ITO). Сами квантовые точки были синтезированы по методике, описанной в работах [3, 4].

Оценка размеров КТ CdSe на основании спектров люминесценции (Рис. 1) показала результат 3-4 нм.



Рис. 1. Спектры люминесценции КТ CdSe.

Полученные образцы были исследованы методами сканирующей туннельной микроскопии (СТМ) при помощи установки SOLVER Nano.

Для анализа экспериментальных туннельных ВАХ использовалась методика дифференциальных ВАХ – зависимость (*dI/dV*)/(*I/V*) от напряжения *V* [5, 6].

#### Модельные представления

В случае использования модели КТ шаровой формы с радиусом а в приближении одноэлектронного спектра в параболической яме по формуле [7]:

$$\varepsilon_i = \frac{(\pi\hbar)^2}{2m^*} \cdot \frac{1}{a^2} \cdot (4n + 2l + 3), \qquad (\Phi 1)$$

где n – радиальное кантовое число (n = 0, 1, 2, ...); l – орбитальное квантовое число (l = 0, 1, 2, ...).

Расчетные значения энергии электрона КТ CdSe для первых трех разрешенных уровней (1, 2, 3) в соответствии с ( $\phi$ 1) представлены на Рис. 2( $\delta$ ). В расчетах использовалось значение эффективной массы электронов в зоне проводимости CdSe  $m^* = 0,13m_0$ , где  $m_0$  – масса свободного электрона.



**Рис. 2.** Типичные дифференциальные нормированные туннельные BAX KT CdSe (*a*) в соответствии с рассчитанными энергиями электронов первых трех разрешенных энергетических уровней в KT в зависимости от характерного размера KT (*б*)

Модельные представления процесса туннелирования электронов через дискретные уровни квантоворазмерного объекта в структуре, характерной для СТМ-измерений, рассмотрены в [8].

В ходе исследований были рассмотрены и проанализированы ВАХ при отрицательном потенциале смещения на подложке относительно зонда (Рис. 2(a)). В этом случае происходит туннелирование электронов из электрода ITO через дискретные уровни квантово-размерного объекта в зонд туннельного микроскопа. Дискретный спектр энергии электронов проводимости квантово-размерного объекта обусловливает пики на нормированных дифференциальных ВАХ. Данные пики характерны для туннелирования электронов с 1, 2 и 3 (на Рис. 2(а) снизу вверх) энергетических уровней КТ в металлический зонд микроскопа. Далее, как показано на Рис. 2 красными линиями, величины напряжения (взятые по модулю), при которых наблюдаются пики, были поставлены в соответствие со значениями энергии на полученных ранее зависимостях уровней энергетического спектра КТ от ее размера. Таким способом определялось положение первых трех энергетических уровней КТ и диапазон (красная область), который содержит в себе распределение размеров исследуемых КТ (4 нм, при погрешности измерений положения пиков не более 2kT, что при T = 300 К примерно соответствует 0,05 эВ).

Все это позволяет сделать вывод, что метод анализа дифференциальных нормированных туннельных ВАХ является эффективным методом экспрессанализа, который может быть использован при изучении квантово-размерных объектов.

Работа выполнена при финансовой поддержке гранта РФФИ № 19-07-00087.

- Karpovich I.A. // Soros educational journal, 7(11), 102 (2001).
- Karpov S.V., Mikushev S.V. // Physics of the Solid State, 52(8), 1750 (2010).
- Reiss P., Protiere M., Li L. // Small, 5(2), 154 (2009).
- Speranskaya E.S., Goftman V.V., Goryacheva I.Yu. // Nanotechnologies in Russia, 8, 129 (2013).
- Troyan V.I., Pushkin M.A., Borman V.D., Tronin V.N. *Physical Basis of Techniques for Studying Nanostructures and Surface of Solids*. M.: MEPhI. 2008, 260 p.
- Demikhovskii V.Ya., Filatov D.O. Scanning Probe Microscopy Study of Electronic States in Low-Dimensional Structures: Learning guide on physicochemical fundamentals of nanotechnology. Nizhny Novgorod. 2007, 77 p.
- Kaputkina N.E., Lozovik Y.E. // Phys. Solid State, 40(11), 1935 (1998).
- Mikhailov A.I., Kabanov V.F., Zhukov N.D., Glukhovskoy E.G. // Nanosystems: Physics, Chemistry, Mathematics, 8(5), 596 (2017).

# РТ-симметричная терагерцовая фотопроводимость в структурах на основе топологической фазы Hg<sub>1-x</sub>Cd<sub>x</sub>Te как суперпозиция процессов в активном слое и на гетерограницах

# А В. Галеева<sup>1</sup>, А.С. Казаков<sup>1</sup>, А.И. Артамкин<sup>1</sup>, А.В. Иконников<sup>1</sup>, Л.И. Рябова<sup>2</sup>, С.А. Дворецкий<sup>3</sup>, Н.Н. Михайлов<sup>3</sup>, М.И. Банников<sup>4</sup>, С.Н. Данилов<sup>5</sup>, Д.Р. Хохлов<sup>1,4\*</sup>

1 Физический факультет, Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова, Ленинские горы, 1, стр. 2, Москва, 119991, Россия

<sup>2</sup> Химический факультет, Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова, Ленинские горы, 1, стр. 3, Москва, 119991, Россия

<sup>3</sup> Институт физики полупроводников СО РАН, пр. ак. Лаврентьева, 13, Новосибирск, 630090, Россия

<sup>4</sup> Физический институт имени П.Н. Лебедева РАН, Ленинский просп., 53, Москва, 119991, Россия

<sup>5</sup> University of Regensburg, Universitaetstrasse 31, Regensburg, D-93053, Germany

\*khokhlov@mig.phys.msu.ru

В работе показано, что в структурах на основе топологической фазы Hg<sub>1-x</sub>Cd<sub>x</sub>Te свойства двумерных топологических состояний, сформированных на гетерогранице тривиальный буфер – топологическая пленка, отличаются от состояний на границе раздела топологическая пленка – вакуум, и именно первые ответственны за появление PT-симметричной фотопроводимости. Кроме того, показано, что источником неравновесных электронов, обуславливающих появление PT-симметричной фотопроводимости, является объем пленки, в то время как местом проявления последней является гетерограница тривиальный буфер – топологическая пленка.

#### Введение

Ранее нами было обнаружено, что в гетероструктурах на основе толстых пленок  $Hg_{1-x}Cd_xTe$ , находящихся в топологической фазе (x < 0.16) наблюдается терагерцовая фотопроводимость, несимметричная относительно инверсии направления магнитного поля (отсутствие Т-симметрии) и относительно замены пары потенциальных контактов на зеркально расположенную (отсутствие Р-симметрии), но сохраняющаяся при одновременном изменении обоих вышеуказанных факторов (РТ-симметрия). В настоящей работе мы показываем, что источником эффекта является возбуждение неравновесных носителей заряда в объеме пленки, а местом его локализации – гетерограница тривиальный буфер – топологическая пленка.

## Образцы и методика эксперимента

Для достижения указанных целей мы исследовали характер терагерцовой фотопроводимости в гетероструктурах на основе толстых пленок Hg<sub>0.855</sub>Cd<sub>0.145</sub>Te разной толщины. Исходные образцы были синтезированы методом молекулярнолучевой эпитаксии на подложке GaAs в направле-

нии (013) с последовательными слоями: буферные слои ZnTe, CdTe, широкозонный полупроводник Hg<sub>1-v</sub>Cd<sub>v</sub>Te, рабочий слой Hg<sub>1-x</sub>Cd<sub>x</sub>Te толщиной ~4-5 мкм и верхний покровный слой-широкозонный Hg<sub>1-v</sub>Cd<sub>v</sub>Te. Варизонный буферный слой Hg<sub>1-v</sub>Cd<sub>v</sub>Te, а также покровный слой имели содержание теллурида кадмия у, соответствующее тривиальной фазе. Кроме исходной, исследовались пленки, с которых стравливался только защитный слой толщиной около 50 нм, а также последовательно пленки с толщиной активного слоя около 1.5 мкм и около 200 нм. Каждая из пленок вытравливалась в виде холловского мостика. Измерения терагерцовой фотопроводимости проводились в фарадеевской геометрии при температуре 4.2 К. Длина волны терагерцового фотовозбуждения составляла от 90 до 280 мкм. Длительность импульса составляла ~ 100 нс.

## Экспериментальные результаты

Для исходного образца фотопроводимость оказывается знакопеременной в нулевом магнитном поле B=0, сразу после начала лазерного импульса она отрицательная, однако затем меняет знак и становится положительной. В ненулевом магнитном поле амплитуда сигнала отрицательной фотопроводимости является симметричной относительно направления магнитного поля (Т-симметрия) и одинаковой для зеркально расположенных пар потенциальных контактов холловского мостика (Рсимметрия). В то же время амплитуда положительной фотопроводимости демонстрирует нарушение как Т- так и Р-симметрии, но одновременное изменение направления магнитного поля и пары потенциальных контактов не изменяет сигнал положительной фотопроводимости (рис.1а).



**Рис. 1.** Кинетика фотопроводимости образца с x = 0.145 в магнитном поле B = 0.14 Тл противоположных полярностей. (а) – исходная пленка, (b) – пленка со стравленным покровным слоем

Если с образца стравить покровный слой, то в нулевом магнитном поле амплитуда положительной фотопроводимости резко возрастает, так что сигнал отрицательной фотопроводимости исчезает. В ненулевом магнитном поле качественно наблюдаются те же тенденции, что и для исходного образца, однако амплитуда РТ-симметричной положительной фотопроводимости резко увеличивается (рис.1b). При дальнейшем травлении пленки сигнал положительной фотопроводимости резко уменьшается, и в пленках толщиной менее 1 мкм она не наблюдается.

#### Обсуждение результатов

РТ-симметричная фотопроводимость в толстых пленках  $Hg_{1-x}Cd_xTe$ , находящихся в топологической фазе и выращенных на тривиальном буфере, была обнаружена нами ранее [1]. Позднее было показано, что эффект связан с суперпозицией традиционной T- и P-симметричной фотопроводимости, и

киральной нелокальной фотопроводимости, которая складывается с традиционной на одной стороне холловского мостика и вычитается из нее на другой, приводя к появлению РТ-симметрии фотопроводимости [2]. Нелокальный характер киральной фотопроводимости указывает на то, что местом ее проявления является либо 2-мерный слой на гетерогранице, либо узкая боковая сторона пленки с границей раздела пленка – вакуум. Данные, полученные в настоящей работе, свидетельствуют о том, что справедливо первое предположение. Действительно, амплитуда РТ-симметричной фотопроводимости резко увеличивается при стравливании покровного слоя. Это означает, что свойства 2мерных топологических состояний, сформированных на гетерогранице буфер – пленка, отличаются от состояний на границе раздела топологическая пленка – вакуум, и именно первые ответственны за появление эффекта.

Второй важный вывод заключается в том, что компоненты РТ-симметричной фотопроводимости, связанные с топологическими состояниями на гетерограницах пленка – буфер и пленка – покровный слой, в значительной мере компенсируют друг друга. При стравливании покровного слоя компенсация исчезает, и амплитуда эффекта сильно возрастает. Можно предположить, что неравновесные носители заряда, обуславливающие наблюдение фотопроводимости, генерируются в объеме пленки, и затем диффундируют к гетерограницам, где и обеспечивают появление РТ-симметричной фотопроводимости. Такая диффузия осуществляется вдоль магнитного поля для одной из гетерограниц и против поля для другой, что и приводит к разнице в киральности результирующих краевых фототоков.

Третий вывод связан с тем, что источником неравновесных носителей заряда при наблюдении РТсимметричной фотопроводимости является объем пленки, что следует из резкого падением амплитуды последней при уменьшении толщины пленки.

Работа выполнена при поддержке грантов РНФ 19-12-00229, РФФИ 19-32-90259 и фонда «БАЗИС».

- Galeeva A.V., Kazakov A.S., Artamkin A.I. *et al.* // Scientific Reports, V. 10, 2377 (2020).
- Kazakov A.S., Galeeva A.V., Artamkin A.I. *et al.* // Scientific Reports, V. 11, 1587 (2021).

# Ап-конверсия эрбия в порошках ВаТіО<sub>3</sub>, сформированных золь-гель методом

Н.В. Гапоненко<sup>1,\*</sup>, Ю.Д. Корнилова<sup>1</sup>, Е.И. Лашковская<sup>1</sup>, М.В. Руденко<sup>1</sup>, В.Д. Живулько<sup>2</sup>, А.В. Мудрый<sup>2</sup>, Ю.В. Радюш<sup>2</sup>, Б.А. Андреев<sup>3</sup>, М.В. Степихова<sup>3</sup>, А.Н. Яблонский<sup>3,\*\*</sup>

<sup>1</sup> Белорусский государственный университет информатики и радиоэлектроники, ул. П. Бровки, д. 6, Минск, Беларусь, 220013

<sup>2</sup> Научно-практический центр Национальной академии наук Беларуси по материаловедению, ул. П. Бровки, д. 19, Минск, Беларусь, 220072

<sup>3</sup> Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, д. 7, Нижний Новгород, 607680

\*nik@nano.bsuir.edu.by, \*\*yablonsk@ipmras.ru

В работе изучены люминесцентные свойства легированных эрбием порошков титаната бария, синтезируемых золь-гель методом. Продемонстрированы условия наблюдения в них ап-конверсионной люминесценции при комнатной температуре. Развиваемые методики получения порошков и покрытий на их основе, в том числе, многослойных пленочных структур и одномерных фотонных кристаллов, демонстрирующих эффект ап-конверсии, представляют значительный интерес для фотовольтаики и интегральной оптики.

#### Введение

Для ряда практических задач представляет интерес разработка материалов и структур, демонстрирующих преобразование ИК-излучения в видимое. Такое преобразование может быть осуществлено за счет эффекта ап-конверсии в материалах, легированных эрбием, в частности, в порошках алюмоиттриевых гранатов, сформированных золь-гель методом (ксерогелях) [1]. В данной работе продемонстрирована ап-конверсия эрбия в порошках ксерогелей титаната бария.

#### Методика эксперимента

Для исследования ап-конверсии Er в титанате бария был синтезирован золь титаната бария с концентрацей 60 мг/мл, содержащий Er. Исходными компонентами золя являлись тетраизопропоксид титана Ti(OCH(CH<sub>3</sub>)<sub>2</sub>)<sub>4</sub> 98%, ацетат бария Ba(CH<sub>3</sub>COO)<sub>2</sub> 98%, уксусная кислота СН<sub>3</sub>СООН и ацетилацетон СН<sub>3</sub>СОСН<sub>2</sub>СОСН<sub>3</sub>. Количество изопропоксида титана и ацетата бария было выбрано таким образом, чтобы соотношение Ті/Ва соответствовало стехиометрическому составу титаната бария в пленках (т.е. Ті:Ва = 1:1). Смесь перемешивали в течение часа на электромеханической мешалке до полного растворения всех компонентов, в результате чего был сформирован устойчивый пленкообразующий золь. Затем в свежий золь ВаТіО<sub>3</sub> добавляли эрбия нитрат пентагидрат  $Er(NO_3)_3 \times 5H_2O$ , после чего раствор перемешивали.

Полученный золь использовали для формирования пленок ксерогеля BaTiO<sub>3</sub>, легированного Er, а также нанесения на пленку пористого анодного оксида

алюминия на кремнии по отработанной ранее методике [2]. Порошок ВаТіО<sub>3</sub>, легированного Ег, был сформирован при температуре термообработки 1000°С в течение 30 мин.

Рентгенофазовый анализ порошка ксерогеля титаната бария проводился на автоматизированном дифрактометре ДРОН-3 в монохроматизированном СиКα-излучении. Запись рентгеновских дифракционных спектров осуществлялась в области углов 2Θ ~ 15-60° по точкам с шагом 0.04° и экспозицией 2 с.

Возбуждение ап-конверсионной люминесценции в образцах осуществлялась сфокусированным излучением лазерного диода на длине волны 979 нм с мощностью до 200 мВт в непрерывном режиме. Регистрация сигнала фотолюминесценции (ФЛ) в видимом диапазоне осуществлялась методом синхронного фазового детектирования с использованием фотоэлектронного умножителя Hamamatsu R9110. Запись спектров возбуждения ФЛ на длине волны 1535 нм осуществлялась с помощью параметрического генератора света MOPO-SL и фотоэлектронного умножителя Hamamatsu (NIR-PMT).

# Результаты и обсуждение

Дифрактограмма порошка ксерогеля, содержащего Ег, указывает на наличие фазы BaTiO<sub>3</sub> (рис. 1). Линии брэгговской дифракции, обозначенные как BT, относятся к фазе титаната бария. По данным энергодисперсионного микроанализа концентрация эрбия в порошках BaTiO<sub>3</sub>, демонстрирующих апконверсию, составляет около 3 ат.%.



**Рис. 1.** Дифрактограмма порошка ксерогеля титаната бария, легированного эрбием

По данным люминесцентного анализа структуры, полученные на пористом анодном оксиде алюминия, не демонстрируют ап-конверсию Er. Это может быть обусловлено отличием условий фазообразования поликристаллов BaTiO<sub>3</sub> в порошках, в мезоскопических порах и на поверхности пористого анодного оксида алюминия. При этом ап-конверсия наблюдается в порошках ксерогеля BaTiO<sub>3</sub>, легированного Er. На рис. 2 приведен спектр ФЛ порошка ксерогеля BaTiO<sub>3</sub>:Er в видимом спектральном диапазоне, полученный при возбуждении излучением на длине волны 979 нм. Данная длина волны соответствует полосе поглощения при переходе из основного состояния <sup>4</sup>I<sub>15/2</sub> в возбужденное состояние <sup>4</sup>I<sub>11/2</sub> трехвалентного иона Er<sup>3+</sup>.



**Рис. 2.** Спектр ап-конверсионной люминесценции ионов эрбия в порошке ксерогеля титаната бария, легированного эрбием, при возбуждении на длине волны 979 нм

Люминесценция зеленого цвета порошка BaTiO<sub>3</sub>:Er наблюдается при комнатной температуре. Цвет люминесценции обусловлен наличием наиболее

интенсивной полосы излучения на длине волны 550 нм, соответствующей переходу  ${}^{4}S_{3/2} \rightarrow {}^{4}I_{15/2}$  иона  ${\rm Er}^{3+}$ . В спектре ап-конверсионной ФЛ также присутствуют менее интенсивные полосы в видимом диапазоне на длинах волн 650 нм и 850 нм, обусловленные переходами  ${}^{4}F_{3/2} \rightarrow {}^{4}I_{15/2}$  и  ${}^{4}I_{9/2} \rightarrow {}^{4}I_{15/2}$ .



**Рис 3.** Спектр возбуждения ФЛ порошка ксерогеля BaTiO<sub>3</sub>, легированного  $Er^{3+}$ , на длине волны 1535 нм (излучательный переход <sup>4</sup>I<sub>13/2</sub>  $\rightarrow$  <sup>4</sup>I<sub>15/2</sub>)

Для сравнения на рис. З приведен спектр возбуждения ФЛ основного излучательного перехода иона  $\mathrm{Er}^{3+}$  (<sup>4</sup>I<sub>13/2</sub>  $\rightarrow$  <sup>4</sup>I<sub>15/2</sub>) в порошке ксерогеля BaTiO<sub>3</sub>:Er на длине волны 1535 нм (область перестройки длины волны возбуждения 450-700 нм соответствует области наблюдения ап-конверсионной ФЛ).

Следует отметить, что пленки BaTiO<sub>3</sub>, формируемые золь-гель методом, в отличие от пленок алюмоиттриевых гранатов, образуют более резкий оптический контраст при чередовании их с пленками SiO<sub>2</sub> [3], что может дать возможность формировать легированные эрбием одномерные фотонные кристаллы BaTiO<sub>3</sub>/SiO<sub>2</sub> с эффектом ап-конверсии.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ и БРФФИ (совместный грант РФФИ 20-52-00039 Бел а и БРФФИ Х20Р-388).

- 1. Хорошко Л.С., Гапоненко Н.В. *и др.* // Оптический журнал, т.86, с.74 (2019).
- Gaponenko N.V. // Synthetic Metals, v.124, p.125 (2001).
- Gaponenko N.V. *et al.* // Optical Materials, v.96, p.109265 (2019).

# Фотонные кристаллы ВаТіО<sub>3</sub>/SiO<sub>2</sub>, сформированные золь-гель методом

Н.В. Гапоненко<sup>1,2,\*</sup>, П.А. Холов<sup>1</sup>, Ю.Д. Корнилова<sup>1</sup>, Е.И. Лашковская<sup>1</sup>, И.Л. Мартынов<sup>2</sup>, Е.В. Осипов<sup>2</sup>, А.А. Чистяков<sup>2</sup>, Н.И. Каргин<sup>2</sup>, Т.Ф. Райченок<sup>3</sup>, С.А. Тихомиров<sup>3</sup>

<sup>1</sup> Белорусский государственный университет информатики и радиоэлектроники, ул. П. Бровки 6, Минск, Беларусь, 220013.

<sup>2</sup> Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ», Каширское ш., 31, Москва, Россия, 115409.

<sup>3</sup>Институт физики им. Б.И. Степанова НАН Беларуси, пр. Независимости, 68, Минск, Беларусь, 220072.

\*nik@nano.bsuir.edu.by

Показано, что многослойные структуры BaTiO<sub>3</sub>/SiO<sub>2</sub>, сформированные золь-гель методом, являются фотонными кристаллами оптического диапазона. Показано смещение минимума в спектре отражения от 617 до 610 нм для образца в температурном диапазоне измерений от +184 to + 24 °C. Обсуждается перспектива развития технологии формирования фотонных кристаллов с пленками ксерогелей титаната бария, легированных лантаноидами, для люминесцентных структур нанофотоники с перестраиваемой фотонной запрещенной зоной.

#### Введение

Фотонные кристаллы с перестраиваемой фотонной запрещенной зоной представляют интерес для контроля за распространением электромагнитного излучения и подавления спонтанного излучения возбужденных атомов, молекул и ионов [1-3]. Разрабатываются методы формирования перестраиваемых фотонных кристаллов, используя электрооптический эффект [1], а также на основе материалов, имеющих фазовый переход в интервале температур в области точки Кюри [2, 3]. В качестве фотонных кристаллов с полосой непрозрачности в оптическом диапазоне могут выступать структуры BaTiO<sub>3</sub>/SiO<sub>2</sub>, сформированные золь-гель методом [4, 5]. Поскольку титанат бария является сегнетоэлектриком при температуре ниже точки Кюри и параэлектриком при более высокой температуре, он является перспективным материалом для получения структур с перестраиваемой фотонной запрещенной зоной, зависящей от температуры образца и других внешних воздействий.

#### Методика эксперимента

Для данной работы золь-гель методом были сформированы многослойные структуры BaTiO<sub>3</sub>/SiO<sub>2</sub>. Положение фотонной запрещенной зоны образцов регулировалось на стадии их синтеза толщиной слоев и температурой термообработки. Исследуемая структура представляла собой два брэгговских зеркала с тремя парами слоев BaTiO<sub>3</sub>/SiO<sub>2</sub>, между котороми сформирован двойной слой BaTiO<sub>3</sub> толщиной 165 нм, легированный европием. Толщина всей структуры составила около 1,2 мкм (рис. 1).



Рис. 1. РЭМ изображение фотонного кристалла ВаТіO<sub>3</sub>/SiO<sub>2</sub> после термообработки каждого слоя при температуре 450°C

Методика приготовления данного оптически анизотропного образца и влияние фотонной запрещенной зоны на люминесценцию европия изложены в работе [6]. Для исследований данной работы структура, сформированная при температуре обработки каждого слоя 450 °C, изображенная на рис. 1, подвергалась дополнительной термообработке при температуре 700°C. Периодичность сформированных структур была подтверждена также методом масс-спектрометрии вторичных ионов.

### Результаты и обсуждение

Для регистрации спектров отражения использовался спектрометр Ocean Optics USB2000+, укомплектованный волоконным зондом отражения и галогенной лампой [7]. При проведении измерений исследуемый образец размещался горизонтально на нагревательном столике, температура поверхности образца контролировалась с помощью термопары. Спектры отражения, регистрируемые в интервале температур от +24 до +184°С при нагреве и при охлаждении, приведены на рис. 2.



**Рис. 2.** Спектры отражения многослойной структуры ВаТіO<sub>3</sub>/SiO<sub>2</sub> в интервале температур от +24 до + 184°С при нагреве и охлаждении

При регистрации спектров отражения данной структуры при охлаждении в интервале температур от + 184 до + 32 °С наблюдалось смещение минимума отражения на 7 нм в коротковолновую область. При нагреве в интервале температур от + 24 до + 184°С значительного смещения в спектрах отражения не наблюдалось.

Мы полагаем, что наблюдаемое изменение отражения может быть связано с изменением оптических характеристик тонких пленок титаната бария в области точки Кюри [3]. Изменение спектров отражения и смещение фотонной запрещенной зоны в области окна прозрачности от температуры для структур BaTiO<sub>3</sub>/SiO<sub>2</sub>, привлекает интерес к разрабатываемой технологии для дизайна оптических датчиков физических величин на их основе, при этом может быть использована возможность легирования оксида кремния и титаната бария лантаноидами [5, 6, 8] с дополнительным контролем изменения их люминесценции.

#### Благодарность

Работа выполнена при поддержке грантов БРФФИ и РФФИ (совместный грант РФФИ 20-52-00039 Бел\_а и БРФФИ Х20Р-388) и ГКНТ РБ Т19-МЛДГ.

- Busch K., John S. // Physical Review Letters, V. 83, 967 (1999).
- Golubev V.G., *et al.* // Applied Physics Letters, V. 79, 212 (2001).
- Zhou J., et al. // Applied Physics Letters, V. 78, 661 (2001).
- Gaponenko N.V., *et al.* // Physics of the Solid State, V. 61, 397 (2019).
- Karnilava Yu.D., et al. // International Journal of Nanoscience, V. 18, 1940044 (2019).
- Gaponenko N.V., *et al.* // Optical Materials, V. 96C, 109265 (2019).
- Martynov I.L., *et al.* // Proceedings of SPIE, V. 4, 10802 (2018).
- Gaponenko N., *et al.* // Journal Of Advanced Dielectrics, V. 10, 2050005 (2020).

# Повышение мощности и когерентности излучения широкоапертурых гетеролазеров при оптимизации ширины брэгговской решетки

# Н.С. Гинзбург<sup>1</sup>, А.С. Сергеев<sup>1</sup>, Е.Р. Кочаровская<sup>1,2,\*</sup>, А.М. Малкин<sup>1,2</sup>, В.Ю. Заславский<sup>1,2</sup>

1 Институт прикладной физики РАН, ул. Ульянова, 46, Нижний Новгород, 603950.

<sup>2</sup> Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского, пр. Гагарина, 23, 102, Нижний Новгород, 603950.

\*catrings@gmail.com, katya@appl.sci-nnov.ru

В рамках метода связанных волн, дополненного квазиоптическим приближением, показано, что благодаря дифракционной селекции мод в планарных брэгговских структурах конечной ширины происходит подавление генерации на модах, частоты которых расположены выше полосы запрещенной зоны Показано, что стабильность повышается при использовании брэггговских структур с поперечными размерами меньшими размеров активной зоны POC-гетеролазеров, в результате чего режим одномодовой генерации поддерживается для большого диапазона уровней накачки и, соответственно, мощности излучения.

#### Введение

Различные конфигурации периодических брэгговских структур [1] широко применяются в гетеролазерах для селекции мод по продольному индексу. Дальнейшее увеличение выходной мощности гетеролазеров предполагает использование широких активных сред с латеральными размерами в десятки и даже сотни длин волн (см. например, [2]). Соответственно поддержание когерентности излучения ставит задачу подавления паразитных мод. Одним из путей решения поставленной задачи является использование дифракционной селекции, при которой моды с большим числом вариаций по поперечной координате, имея значительные дифракционные потери, быстрее затухают и исключаются из генерации. Ранее в работах [3,4] был проведен анализ дифракционной селекции мод в планарном РОС-лазере с совпадающими размерами брэгговской структуры и активной среды. Были определены поперечные размеры, при которых добротность основной осесимметричной низкочастотной моды (НЧ-моды) значительной превышает добротность остальных мод, что обеспечивает стабильную одномодовую генерацию.

В настоящей работе показано, что дальнейшее улучшение селективности широкоапертурых гетеролазеров может быть достигнуто в конфигурации, где ширина брэгговской структуры в несколько раз меньше ширины активной зоны (рис.1).

#### Модель и основные уравнения

В работе исследуется двумерная модель, учитывающая дифракционные потери с торцов брэгговской структуры конечной ширины  $l_x$ , которая меньше

или равна ширине активной среды *l<sub>a</sub>*. Поле в такой структуре может быть представлено в виде двух встречных волновых пучков

$$\boldsymbol{E}_{\pm} = \operatorname{Re}[\boldsymbol{g}_{\pm}(\boldsymbol{y})A_{\pm}(\boldsymbol{z},\boldsymbol{x},t)\exp(i(\omega_0 t \mp h\boldsymbol{z}/2))].$$

Здесь  $\omega_0$  — несушая брэгговская частота, которая близка к частоте перехода  $\omega_{21}$ ,  $\overline{h} = 2\pi/d$ , где d — период брэгговской структуры,  $g_{\pm}(y)$  - структуры полей по оси, совпадающие с модами регулярного планарного диэлектрического волновода.



**Рис. 1.** Схема РОС-гетеролазера. Внутри диэлектрической пластины длины размещена активная среда с длиной  $l_z$  и шириной  $l_a$ , над которой нанесена периодическая гофрировка с шириной  $l_x$ 

Усиление парциальных волн активной средой и их взаимное рассеяние на периодической структуре с учетом поперечной дифракции описывается системой уравнений параболического типа

$$\frac{\partial a_{\pm}}{\partial \tau} \pm \frac{\partial a_{\pm}}{\partial Z} + i \frac{\partial^2 a_{\pm}}{\partial X^2} + i f(X) a_{\mp} = i \rho(X) p_{\pm} \quad . \tag{1}$$

Здесь  $a_{\pm} = A_{\pm} \alpha v_{gr} / (2\pi\omega_0 d_a N_0)$  — безразмерные амплитуды волн,  $\tau = \alpha v_{gr} t$ ,  $Z = \alpha z$  и  $X = \sqrt{\alpha h} x$  нормированные время и координаты,  $L_z = \alpha l_z$  и  $L_x = \sqrt{\alpha h} l_x$  — продольные и поперечные размеры гофрированной области,  $\alpha$  — коэффициент связи волн [1],  $v_{gr}$  — их групповая скорость  $d_a$  — дипольный момент активных центров с концентрацией  $N_0$ . Функции f(X) и  $\rho(X)$  описывают поперечные профили решетки и активной среды.

Для описания однородно-уширенной активной среды используются уравнения Блоха [4], учитывающие динамику встречных волн поляризации среды  $p_{\pm} = P_{\pm} / d_a N_0$  нормированной на дипольный момент единичного объема, а также разности населённостей уровней  $\Delta N$ . Активная среда характе-

ризуется безразмерными временами релаксации  $\Gamma_{1,2} = (\alpha v_{gr} T_{1,2})^{-1}$ , а также параметром

$$I = \omega_c^2 / (\alpha v_{gr})^2 ,$$

где  $\omega_c = \sqrt{2\pi d_a^2 N_0 \omega_{21} / \hbar \varepsilon}$  — кооперативная частота,  $\varepsilon$  - диэлектрическая проницаемость. Постоянно действующая накачка создает уровень инверсии  $n_p$ . Предполагалось отсутствие отражений на границах брэгговской структуры по продольной координате:  $a_+ (Z = 0) = 0$ ,  $a_- (Z = L_z) = 0$ . По поперечной координате на некотором удалении от активной зоны, ставятся излучательные граничные условия [3, 4], которые соответствуют свободному дифракционному расплыванию парциальных волновых пучков.



Рис. 2. а) Профиль поля в поперечном сечении РОС-гетеролазера с брэгговской структурой шириной (1)  $L_x = 8.3$  и (2)  $L_x = 4$ при уровне накачки  $n_p = 0.2$ . б) Установление одномодовой генерации при (1)  $n_p = 0.2$  для  $L_x = 8.3$  и при  $n_p$  равном (2) 0.2, (3) 0.4, (4) 1 для  $L_x = 4$ . в) Профиль поля при  $n_p = 0.4$  для брэгговской структуры шириной  $L_x$ : (1) 4, (2) 2, (3) 1. Параметры активной среды: длина  $L_z = 5.3$ , ширина  $L_a = 8.3$ , времена релаксации поляризации  $\Gamma_2 = 5.1$  и инверсии  $\Gamma_1 = 1$ , фактор I = 5.6

#### Результаты моделирования

Результаты моделирования представлены на рис. 2 для заданных размеров активной среды шириной  $L_a = 8.3$  и длиной  $L_z = 5.3$  и различных уровней накачки, вплоть до максимальной  $n_p = 1$ . Исследовались устойчивость и уровень мощности лазерной генерации НЧ-моды в зависимости от ширины брэгговской структуры L<sub>x</sub>. Ранее в работе [4] рассматривался РОС-лазер с совпадающими размерами активной среды и периодической структуры (рис. 2а. кривая 1). При уменьшении в два раза ширины гофрировки (рис. 2 а. кривая 2) поперечный профиль поля сужается, но мощность излучения падает незначительно (ср. кривые 1 и 2 на рис. 2 б). Однако в отличие от рассмотренной в [4] конфигурации лазера, в котором устойчивость генерации обеспечивалась подстройкой частоты перехода активной среды к частоте НЧ-моды, стабильная одномодовая генерация наблюдается для существенно больших уровней накачки, вплоть до максимальных (рис. 2 б), не требуя дополнительной частотной подстройки. Дальнейшее уменьшение размеров гофрировки приводит к расплыванию поперечной структуры поля и снижению эффективности генерации (рис. 2 в). Таким образом изменение ширины брэгговской структуры обеспечивает подавление паразитных ВЧ-мод, а также позволяет управлять профилем выходного поля излучения гетеролазера.

Работа поддержана в рамках государственного задания ИПФ РАН по теме № 0035-2019-0001 и проекта РФФИ № 18-48-520022.

- 1. Yariv A. Quantum Electronics. Wiley, 1989.
- 2. Соколовский Г.С., Дюделев В.В., Гаджиеви И.М. *и др.* // Письма в ЖТФ. Т. 31, 28 (2005).
- Ginzburg N.S., Sergeev A.S., Kocharovskaya E.R. *et al.* // Phys. Lett. A. V. 384, 126219 (2020).
- Гинзбург Н.С., Сергеев А.С., Кочаровская Е.Р. *и др.* // ФПП. Т. 54, 974 (2020).

# Измерение угловых распределений эмитированных из p<sup>+</sup> GaAs(Cs,O) фотоэлектронов в планарных вакуумных диодах с полупроводниковым анодом

В.А. Голяшов<sup>1, \*</sup>, Д.А. Кустов<sup>1</sup>, В.С. Русецкий<sup>1</sup>, А.В. Миронов<sup>2</sup>, Н.В. Кислых<sup>2</sup>, В.В. Аксенов<sup>2</sup>, О.Е. Терещенко<sup>1</sup>

1 Институт физики полупроводников СО РАН, пр. Академика Лаврентьева, 13, Новосибирск, 630090.

<sup>2</sup> ЗАО "ЭКРАН-ФЭП", ул. Зеленая горка, 1, Новосибирск, 630060.

\*vladimirgolyashov@gmail.com

Из картин катодолюминесценции, возникающей в вакуумных диодах при инжекции электронов в полупроводниковую гетероструктуру-анод, рассчитано усредненное угловое распределение электронов, эмитируемых из p<sup>+</sup>-GaAs/(Cs,O) фотокатода с ОЭС. В распределении наблюдается пик, соответствующий углам эмиссии ~ 15°, связанный с упругой эмиссией электронов уровня энергии дна объемной зоны проводимости GaAs или энергетических уровней размерного квантования на поверхности фотокатода.

#### Введение

Фотоэмиттеры на основе GaAs фотокатодов с отрицательным эффективным электронным сродством (ОЭС), нашли широкое применение в высокочувствительных ФЭУ, электронно-оптических преобразователях и в качестве источников электронов, в том числе поляризованных по спину, в ускорительной технике. Однако по-прежнему остаётся много вопросов, связанных с описанием механизма фотоэмиссии из них. В частности, интерес представляет получение полных энергетических и угловых распределений фотоэлектронов и построение соответствующей детальной модели процесса эмиссии электронов из квантово-размерных состояний в области пространственного заряда (ОПЗ) на поверхности полупроводника с ОЭС в вакуум [1]. Основной проблемой при изучении фотокатодов с ОЭС является очень низкая (до 300 мэВ) кинетическая энергия эмитируемых фотоэлектронов, и, как следствие, сильное влияние любых неоднородностей прикладываемого электрического поля. Эту проблему удается избежать при изучении процессов фотоэмиссии электронов в планарных вакуумных фотодиодах, в которых оба электрода находятся в состоянии ОЭС [2]. При использовании в качестве анода гетероструктур на основе прямозонных полупроводников АЗВ5 появляется возможность регистрации катодолюминесценции (КЛ), возникающей при инжектировании в них фотоэлектронов, и, как следствие, возможность детектирования пространственного распределения электронов в плоскости анода и поляризации их по спину [4] при криогенных температурах.

Целью данной работы было изучение возможности использования таких фотодиодов для измерения полных энергетических и угловых распределений фотоэлектронов, эмитированных из p<sup>+</sup> GaAs(Cs,O) и других фотокатодов с ОЭС.

#### Описание эксперимента

Исследуемый фотодиод состоял из параллельных друг другу фотокатода и анода диаметром 18 мм, приваренных к прозрачным входному и выходному окнам, и разделенных вакуумным промежутком в 1,6 мм. В качестве фотокатода использовалась гетероструктура Al<sub>0.6</sub>Ga<sub>0.4</sub>As/GaAs, с активным слоем  $p^+$  GaAs толщиной 2,5 мкм, поверхность которого была активирована осаждением слоев Cs и O до состояния ОЭС. Квантовая эффективность фотокатода составляла 30 % при комнатной температуре. Анодом являлась МЛЭ гетероструктура Al<sub>0.6</sub>Ga<sub>0.4</sub>As/100 нм Al<sub>0.3</sub>Ga<sub>0.7</sub>As/10 нм GaAs с 2 нм квантовыми ямами GaAs в Al<sub>0.3</sub>Ga<sub>0.7</sub>As. Поверхность анодной гетероструктуры также была активирована до состояния ОЭС.

Эмиссия электронов из фотокатода возбуждалась лазерным излучением с длиной волны 520 нм, сфокусированным в точку диаметром ~ 20 мкм в центральной части фотокатода. При приложении ускоряющего напряжения U фотоэлектроны ускорялись в вакуумном промежутке и инжектировались в анодную гетероструктуру (рис. 1а). Регистрировались пространственные картины КЛ в диапазоне длин волн 700–750 нм, соответствующие излучательной рекомбинации инжектированных электронов с дырками в квантовых ямах GaAs, в зависимости от приложенного ускоряющего потенциала и температуры фотокатода.



Рис. 1. (а) Схематичное изображение траектории фотоэлектрона, эмитированного из фотокатода с начальной энергией  $E_0$  и углом вылета  $\alpha$  электрона, в вакуумном промежутке шириной d при ускоряющем напряжении на аноде U. (b) Изображение катодолюминесценции в анодной гетероструктуре при U = 1 B, I = 1 нА и T = 80 К. Красной точкой обозначено положение и размер обрасти эмиссии фотоэлектронов на поверхности p<sup>+</sup> GaAs(Cs,O) фотокатода. (c) Рассчитанные угловые распределения эмитированных из p<sup>+</sup> GaAs(Cs,O) фотокатода электронов при T = 80 К для различных ускоряющих напряжений U при средней энергии  $E_0$  = 190 мэВ. На вставке показано измеренное распределение фотоэлектронов по нормальной к поверхности фотокатода компоненте энергии

### Результаты и обсуждение

Пример измеренной при температуре 80 К и ускоряющем напряжении U = 1 В пространственной картины КЛ показан на рисунке 1 (b). Полученные картины усреднялись относительно точки эмиссии электронов, и строились их радиальные сечения. Сечения КЛ имеют максимальную ширину при U = = 1 В и обужались как при увеличении U, что связано с уменьшением времени пролета вакуумного промежутка, так и при уменьшении U вплоть до 0,6 В (минимальное значение U, при котором КЛ еще детектируется). Последнее, по-видимому, связано с фильтрацией электронов по нормальной к поверхности анода компоненте кинетической энергии в ОПЗ на его поверхности.

Измерение энергетических распределений фотоэлектронов при температуре ниже 90 К подтвердили наличие тонкой структуры в фотоэмиссионных спектрах, связанной с рассеянием электронов на оптических фононах при выходе в вакуум через квантово-размерные состояния в области пространственного заряда на поверхности фотокатода (вставка на рисунке 1с).

Сечения картин КЛ пересчитывались в распределения по углам эмиссии исходя из простой классической модели движения электронов в однородном ускоряющем электрическом поле и допущения, что все эмитируемые электроны имеют некоторую среднюю полную энергию ~ 0.19 эВ. Полученные при температуре катода 80К распределения фотоэлектронов в зависимости от U показаны на рисунке 1(с). При U > 10 В распределения практически не зависят от U, и отражают усредненное распределение всех эмитированных электронов по углам. Видно, что при уменьшении U ширина распределения на полувысоте уменьшается до ~15° при U = = 0.6 В. Можно предположить, что в таком случае регистрируются только электроны, эмитированные с энергиями, близкими к уровню энергии дна объемной зоны проводимости Ec GaAs фотокатода, и довольно малый угол эмиссии может быть связан с упругой эмиссией электронов с уровня Ес или уровней размерного квантования на поверхности фотокатода. Доля таких электронов в полном угловом распределении составляет ~ 15 - 20 % от общего их числа. При увеличении температуры фотокатода до комнатной приводит происходит значительное увеличение среднего угла эмиссии электронов.

Работа поддержана грантом РФФИ № 20-32-90152.

- 1. Ichihashi F., *et al.* // Review of Scientific Instruments 89, 073103 (2018).
- Rodionov A.A., *et al.* // Physical Review Applied 8(3), 034026 (2017).
- Golyashov V.A., *et al.* // Ultramicroscopy 218, 113076 (2020).

# Гибридный ИК-фотоприемник на основе полупроводниковых квантовых ям

Л.Н. Григорьева <sup>1, 2, \*</sup>, В.С. Кривобок<sup>2</sup>, А.Д. Кондорский<sup>2</sup>, Д.А. Пашкеев<sup>3</sup>, Е.А. Екимов<sup>4</sup>, А.Д. Шабрин<sup>3</sup>, Д.А. Литвинов<sup>2</sup>, С.А. Колосов<sup>2</sup>, М.А. Чернопицский<sup>2</sup>, А.В. Клековкин<sup>2</sup>, П.А. Форш<sup>5</sup>

<sup>1</sup>Московский государственный университет имени М. В. Ломоносова, ул. Ленинские Горы, д. 1, Москва, 119991.

<sup>2</sup>Физический институт имени П. Н. Лебедева РАН, Ленинский пр-т, д. 53, Москва, 119991.

<sup>3</sup>НПО Орион, ул. Косинская, д. 9, Москва, 111538.

<sup>4</sup>Институт физики высоких давлений им. Л.Ф. Верещагина РАН, Калужское ш., стр. 14, Троицк, Москва, 108840.

5НИЦ «Курчатовский институт», пл. Академика Курчатова, д. 1, Москва, 123182.

\*ln.grigorjeva@physics.msu.ru

Реализовано гибридное фотоприемное устройство, в котором для увеличения взаимодействия электромагнитного поля с электронной подсистемой квантовых ям используются частицы карбида кремния. На основе прямых измерений фотопроводимости в среднем инфракрасном диапазоне и расчетов в рамках метода конечных разностей во временной области, показано, что такой подход позволяет увеличить чувствительность фотоприемного устройства к электромагнитному излучению за счет поворота направления поляризации электрического поля, в том числе, в ближней зоне частиц SiC.

#### Введение

Полупроводниковые гетероструктуры с квантовыми ямами (КЯ) используются для разработки фотоприемных устройств (ФПУ) для средневолновой и длинноволновой областей ИК-спектра излучения [1]. Наиболее привлекательной и отработанной системой для таких ФПУ является GaAs/Al<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>As. Детектирование фотона происходит за счет перехода электрона с основного квантово-размерного уровня Е1 на первый возбужденный уровень Е2, расположенный резонансно с дном зоны проводимости барьера. В стандартной геометрии «на просвет», когда свет падает перпендикулярно на поверхность образца, электромагнитное поле имеет только лежащие в плоскости квантовой ямы компоненты, и межподзонные переходы не разрешены правилами отбора. Это делает необходимым поиск технологических решений для увеличения коэффициента поглощения детектируемого излучения. Одним из возможных вариантов для области среднего ИК-диапазона является использование ближнего поля фононных поляритонов нано- или микрочастиц полярных кристаллов.

В данной работе впервые реализовано гибридное однопиксельное ФПУ, в котором для увеличения взаимодействия электромагнитного поля с электронной подсистемой квантовых ям используется ближнее поле субмикронных частиц карбида кремния, нанесенных на поверхность QWIP-структуры.

#### Методика эксперимента

Гетероструктуры GaAs/AlGaAs с КЯ были выращены методом молекулярно-пучковой эпитаксии на полуизолирующих подложках GaAs (100) на установке Riber Epineat 3-5. Барьеры в гетероструктуре были образованы слоями Al<sub>0.2</sub>Ga<sub>0.8</sub>As толщиной 50 nm, ямы – слоями GaAs толщиной 5.5 nm. В центре каждой КЯ был размещен δ-слой кремния с концентрацией  $1.5 \cdot 10^{11}$  cm<sup>-2</sup>. Для реализации верхнего и нижнего контакта в структуре были предусмотрены слои GaAs толщиной до 200 nm, легированные кремнием до  $10^{17}$  cm<sup>-3</sup>. Из выращенных гетероструктур с помощью фотолитографии были изготовлены однопиксельные ФПУ с размером пикселя 2×4 mm.

Для получения частиц SiC, пригодных для нанесения на гетероструктуру с KЯ, была специально разработана методика на основе пиролиза додекаметилциклогексасилана  $C_{12}H_{36}Si_6$  при давлениях 8-9 GPa и температурах до 2000 K, позволяющая получать субмикронные кристаллы SiC с низкой дисперсией размеров и выраженными решеточными резонансами для отдельных частиц. Микрочастицы SiC наносились на верхнюю поверхность ФПУ и формировали покрытие, включающее как отдельные частицы размером ~ 0.5 µm, так и их агломераты размером ~ 1 – 1.5 µm. Среднее расстояние между соседними частицами (агломератами) составляло ~ 3 µm.





Измерения спектров стационарной фотопроводимости производились при температуре 67 К по стандартной схеме с согласованной нагрузкой 6 kΩ и напряжении на образце 3 V. Образец освещался модулированным (12.5 Hz) излучением глобара через монохроматор ИКС-31 в направлении, близком к нормальному по отношению к плоскости образца. Спектральное разрешение составляло ~ 0.01 µm. Регистрация сигнала производилась в режиме синхронного детектирования. Для теоретического анализа экспериментальных данных были проведены расчеты ближнего поля частиц методом конечных разностей во временной области с использованием пакета программ с открытым исходным кодом. Расчет производился для системы с плоской электромагнитной волной, падающей перпендикулярно поверхности GaAs (ось Z) и поляризованной вдоль оси Х.

### Результаты и обсуждение

а

Электрофизическую схему эксперимента иллюстрирует рис. 1а. На рис. 1б представлено пространственное распределение плотности электромагнитной энергии в плоскости XZ, перпендикулярной плоскости роста КЯ, на длине волны 8.5 µm. Стрелки на рисунке показывают направления электрического поля, красная стрелка указывает слой внутри GaAs вблизи микрочастицы, где возникает поворот направления вектора электрического поля. Это приводит к возникновению компоненты электрического поля, перпендикулярной плоскости роста структуры с квантовыми ямами. На рис. 1в изображены спектры фотопроводимости гетероструктуры в диапазоне, отвечающем  $E_1$ - $E_2$  переходу в КЯ. Спектр посередине соответствует исходному ФПУ, верхний спектр – ФПУ, покрытому частицами SiC. Из этого рисунка видно, что пиковое значение фотоотклика после нанесения микрочастиц выросло приблизительно в полтора раза. Кроме этого, спектры фотопроводимости образца до и после покрытия микрочастицами заметно отличаются, что, в частности, следует из спектральной зависимости коэффициента усиления, см. нижнюю кривую на рисунке 1в. Подобного поведения можно ожидать, если при усилении поглощения имеется вклад за счет взаимодействия падающего излучения с частицей SiC в ее ближней зоне.

#### Заключение

Реализовано гибридное однопиксельное ФПУ, в котором для увеличения взаимодействия электромагнитного поля с электронной подсистемой КЯ используются микрочастицы карбида кремния. Полученные экспериментальные данные создают предпосылки для разработки гибридных ФПУ, в которых реализована резонансная ближнепольная связь между локализованным фононным поляритоном и электронной подсистемой полупроводниковой квантовой ямы.

Работа была выполнена при финансовой поддержке РФФИ (грант 18-29-20122).

## Литература

 Rogalski A., Martyniuk P., Kopytko M. // Appl. Phys. Rev., V. 4, P. 031304 (2017).
### Магнитный пробой в валентной зоне квантовой ямы HgTe/HgCdTe с инвертированной зонной структурой в полуметаллической фазе

### С.В. Гудина, А.С. Боголюбский, В.Н. Неверов\*, К.В. Туруткин, Н.Г. Шелушинина, М.В. Якунин

Институт физики металлов имени М.Н. Михеева УрО РАН, Екатеринбург, Россия

\*neverov@imp.uran.ru

Для валентной зоны квантовой ямы HgTe/HgCdTe с инвертированной зонной структурой рассчитан спектр уровней Ландау в квазиклассической модели с учетом магнитного пробоя. Показано, что наличие магнитного пробоя может приводить к уменьшению степени вырождения состояний дырок с 8 до 2.

#### Введение

Уникальной особенностью квантовой ямы HgTe является то, что при достаточно большой ширине край зоны проводимости в ней образован состояниями р-типа (полоса Г8), а не состояниями s-типа (полоса Г6), как в обычных гетеросистемах [1]. Энергетический спектр валентной зоны анизотропен и изоэнергетические контуры вблизи потолка зоны имеют сложный вид (см., на пример, [2]). При малых энергиях основными состояниями дырок становятся четыре максимума, смещённые из центра зоны Бриллюэна в направлениях ( $\pm 1$ ;  $\pm 1$ ), а в направлениях (0;  $\pm 1$ ) и ( $\pm 1$ ; 0) находятся четыре седловые точки.

#### Эффекты кубической симметрии в энергетическом спектре дырок

Многократные пересечения уровня Ферми с немонотонным энергетическим спектром (рис. 1) приводят к сложному виду поверхности Ферми для 2Dэлектронов, состоящей из более чем одной замкнутой ветви, обеспечивающей как электроноподобные, так и дырочные орбиты в перпендикулярном магнитном поле [3].

При энергиях выше седловой точки наблюдается четырехкратно вырожденное (без учета спина) состояние (рис. 1b). При энергиях ниже седловых точек изоэнергетические контуры приобретают вид деформированных («гофрированных») колец, и мы снова имеем дело с «петлей экстремумов», когда максимумы энергии дырок достигаются на гладкой замкнутой кривой в пространстве импульсов (см. пунктирную кривую на рис. 1d) [4].



Рис. 1.а) Рассчитанная зонная структура напряженной квантовой ямы HgTe с шириной 20 нм. Сплошные линии направление (1,0), пунктирные линии (1,1).b), c), d) –контуры постоянной энергии

#### Магнитный пробой

Вблизи седловых точек в магнитном поле происхопроисходит внутризонный магнитный пробой. Как показано в [5] неопределенности значений импульсов связаны соотношением  $\Delta p_x \Delta p_y \sim e\hbar B$ или на языке волновых векторов  $\Delta k_x \Delta k_y \sim eB/\hbar$ . Для внутризонного пробоя положение траекторий зависит от магнитного поля. На рисунке приведены траектории движения внутризонного пробоя вблизи точки перегиба при различных магнитных полях.

В работе [6] показано, что вместо ожидаемой 8кратной степени вырождения состояний дырок (4кратное долинное и 2-кратное спиновое), экспериментально наблюдается 2-кратное (отношение холловской концентрации дырок к концентрации полученной из периода осцилляций Шубникова -де Гааза).

В работе [6] этот результат связывают с наличием асимметрия инверсии интерфейса квантовой ямы [7].

Другой возможной причиной наблюдаемых в работе [6] особенностей может быть магнитный пробой. Как видно из рис. 2 в магнитном поле порядка 1Т (магнитное поле начала наблюдения осцилляций Шубникова–де Гааза), квантовый пробой приводит к наличию связи между различными долинами дырок. Такая связь может приводить к уменьшению до 2-кратной степени вырождения дырочных состояний.

Работа поддержана грантом Министерства науки и высшего образования Российской Федерации. № 075-15-2020-797 (13.1902.21.0024).



**Рис. 2.** Картина контуров постоянной энергии с учётом магнитного пробоя

- Konig M., Buhmann H., Molenkampetal L.. Hughes T., Liu C.-X., Qi X.-L., Zhang S.-C. // Phys. Soc. Japan 77, 031007 (2008).
- Landwehr G., Gerschutz J., Oehling S., Prefuer-Jeschke A., Latussek V., Beeker C.R. // Physica E, 6, 713 (2000).
- Raichev O.E., Gusev G.M., Olshanetsky E.B, Kvon Z.D., Mikhailov N.N., Dvoretsky S.A., Portal J.C. // Phys. Rev. B 86, 155320 (2012).
- Gudina S.V., Bogolubskiy A.S., Neverov V.N., Turutkin K.V., Shelushinina N.G., Yakunin M.V.// ΦHT, 47, 11 (2021).
- Лифшиц И.М., Азбель М.Я., Каганов М.И. Электронная теория металлов. М.: Наука, (1971).
- Minkov G.M., Aleshkin V.Ya., Rut O.E., Sherstobitov A.A., Germanenko A.V., Dvoretski S.A., Mikhailov N.N. // Phys. Rev. B 96, 035310 (2017).
- Tarasenko S.A., Durnev M.V., Nestoklon M.O., Ivchenko E.L. *et al.* // Phys. Rev. B **91**, 081302 (2015).

### Квантовое время жизни и электронэлектронное взаимодействие в структурах InGaAs/GaAs с двойными сильносвязанными квантовыми ямами

### С.В. Гудина<sup>1</sup>, А.П. Савельев<sup>1</sup>, Ю.Г. Арапов<sup>1</sup>, В.Н. Неверов<sup>1</sup>, С.М. Подгорных<sup>1</sup>, Н.Г. Шелушинина<sup>1</sup>, М.В. Якунин<sup>1</sup>, Б.Н. Звонков<sup>2</sup>

<sup>1</sup>Институт физики металлов имени М.Н. Михеева Уральского отделения Российской академии наук, Екатеринбург, Россия

<sup>2</sup> Научно-исследовательский физико-технический институт, Нижегородский государственный университет,603600, Нижний Новгород

\*svpopova@imp.uran.ru

Представлены результаты исследования проводимости в наноструктурах *n*-InGaAs/GaAs с двойными сильно-связанными квантовыми ямами при изменении параллельной компоненты наклонного магнитного поля до  $B_{||} = 9.0$  Тл в интервале температур T = 1.8-50.0К. Из анализа зависимостей продольного сопротивления  $\rho_{xx}(B_{||}, T)$  от параллельного магнитного поля при фиксированных температурах получена температурная зависимость квантового времени жизни  $\tau_q(T)$ . Увеличение квантового времени жизни  $\tau_q(T)$  при  $k_BT/E_F>0.1$  связано с вкладом от электрон-электронного взаимодействия  $\Delta \tau_{ee}^{int}$  в баллистическом режиме  $k_BTr/E_F>1$ (интерференционный вклад в проводимость от рассеяния на осцилляциях Фриделя). Температурная зависимость квантового времени жизни  $\tau_q(T)$ , связанная с неупругим электрон-электронным рассеянием, описана механизмом, соответствующим пределу «грязного» металла с учетом динамически экранированного кулоновского взаимодействия.

Квантовое время жизни электронов в полупроводниках ограничено несколькими механизмами рассеяния. При низкой температуре время жизни электронов вблизи поверхности Ферми определяется упругим рассеянием на статическом потенциале беспорядка. При более высоких температурах преобладают неупругие процессы, такие как электрон-фононное и электрон-электронное рассеяние. Для изучения упругого рассеяния и электрон-фононных процессов часто бывает достаточно измерений кинетических эффектов. Однако, время рассеяния электронов на электронах,  $\tau_{ce}$ , гораздо труднее извлечь из транспортных экспериментов, поскольку такие процессы сохраняют полный импульс электронной системы.

Наличие дополнительных степеней свободы в квазидвумерных системах из двух туннельно-связанных квантовых ям (ДКЯ) приводит к возникновению целого ряда новых и интересных магнитотранспортных явлений. В частности, в нулевом магнитном поле в балансе (концентрации носителей заряда в ямах равны) и в случае несимметричного рассеяния (подвижности носителей заряда в ямах отличаются друг от друга) наблюдается резонансное сопротивление [1]. В параллельном магнитном поле ( $B_{\parallel}$ ) это резонансное сопротивление подавляется. Величина эффекта определяется величиной туннельной щели,  $\Delta_{SAS}$ , и размытием уровней энергии в ямах,  $\hbar/\tau_q$  и, следовательно, квантовым временем жизни [1, 2]. Исследование явлений переноса в структурах с туннельно-связанными ДКЯ в параллельных магнитных полях позволяет определить квантовое время жизни,  $\tau_q$ , а анализ температурной зависимости  $\tau_q(T)$  получить информацию о специфике механизмов неупругого электрон-электронного рассеяния в квазидвумерных системах.

Измеренные зависимости сопротивления от параллельного плоскости структуры магнитного поля в образцах n-InGaAs/GaAs с сильно-связанными ДКЯ (<sub>∆<sub>sas</sub> ≅3.0 мэВ) при фиксированных температурах в</sub> интервале 1.8≤T≤50 K проанализированы в рамках подхода, развитого в [2], что позволило получить зависимость  $\tau_q(T)$  [3]. Зависимость квантового времени жизни от температуры  $\tau_a(T)$  оказалась немонотонной с минимумом вблизи  $k_B T/E_F = 0.1$  ( $k_B$  – постоянная Больцмана, Е<sub>F</sub> – энергия Ферми) [3]. Увеличение квантового времени жизни  $\tau_q(T)$  при  $k_B T/E_F > 0.1$ связано с вкладом от электрон-электронного взаимодействия  $\Delta au_{ee}^{int}$  в баллистическом режиме  $k_B T \tau / \hbar >> 1 (\hbar$  – постоянная Планка) (температурно-зависимое экранирование при рассеянии на одиночной примеси или, что тоже самое, интерференционный вклад в проводимость от рассеяния на осцилляциях Фриделя) [4, 5]. Оставшаяся после вычитания вклада  $\Delta au_{ee}^{int}$  зависимость  $au_q^0(\mathrm{T})$  содержит вклады от различных механизмов уширения уровня (*т<sub>ітр</sub>* время упругого рассеяния на примеси)

$$\frac{1}{\tau_q^0} = \frac{1}{\tau_{imp}} + \frac{1}{\tau_{ee}}.$$
 (1)

и была описана в рамках подхода H.°Fukuyama и E.°Abrahams [6], соответствующего пределу «грязного» металла  $k_B T \tau / \hbar <<1$  с учетом динамически экранированного кулоновского взаимодействия.

Работа выполнена при поддержке РФФИ и Свердловской области 20-42-660004 р\_а и гранта Министерства Науки и Высшего Образования 075-15-2020-797 (13.1902.21.0024).

- Palevski A., et al. // Phys. Rev. Lett. 65, 1929 (1990).
- 2. Berk Y., et al. // Phys. Rev. B 50, 420 (1994).
- 3. Арапов Ю.Г. и др. // ФНТ **39**, 58 (2013); ФТП **47**, 1457 (2013).
- Zala G., Narozhny B.N., and Aleiner I.L. // Phys. Rev. B 64 214204 (2001).
- 5. Gudina S.V., et al. // Phys.E 113, 14 (2019).
- Fukuyama H. and Abrahams E. // Phys. Rev. B 27, 5976 (1983).

### Сравнение излучательных и тепловых характеристик лазерных излучателей на основе AlGaAs/GaAs и GaAsP/GaInP гетероструктур спектрального диапазона 750-850нм

#### Н.В. Гультиков<sup>\*</sup>, А.А. Мармалюк, М.А. Ладугин

<sup>1</sup> АО «НИИ «Полюс» им. М. Ф. Стельмаха», Москва, 117342, ул. Введенского, 3, корп. 1

\*nikita.gultickov@yandex.ru

В работе исследованы лазерные излучатели, изготовленные на основе Al-содержащих и Al-free гетероструктур на подложках GaAs. Представленные расчетные и экспериментальные данные позволили определить преимущества и недостатки лазерных диодов и линеек, изготовленных на основе исследуемых гетероструктур. Обсуждены технологические особенности получения вышеуказанных гетероструктур методом MOC-гидридной эпитаксии, которые влияют на выходные характеристики лазеров.

#### Введение

Обширный круг задач науки и техники требует для своего решения создания лазерных диодов и лазерных линеек с повышенной выходной оптической мощностью, высоким КПД и длительным сроком службы. Практическая реализация указанных излучателей сталкивается с необходимостью выбора подходящей системы материалов полупроводниковых гетероструктур (ГС). Для создания лазеров, работающих в спектральном диапазоне 750-850 нм, возможно использование ГС на основе систем материалов AlGaAs/GaAs и GaAsP/GaInP (так называемых, Al-free структур).

Основной трудностью создания мощных лазерных излучателей, работающих в квазинепрерывном и непрерывном режимах токовой накачки, является перегрев активных областей. Повышение температуры активной области излучателя ведет к повышению пороговой плотности тока, увеличению оптических потерь и снижению внешней дифференциальной квантовой эффективности [1].

В настоящей работе представлены результаты анализа излучательных и тепловых характеристик лазерных диодов (ЛД) и линеек лазерных диодов (ЛЛД) на основе квантоворазмерных гетероструктур AlGaAs/GaAs и GaAsP/GaInP.

#### Экспериментальная часть

Полупроводниковые гетероструктуры с одной квантовой ямой (КЯ) AlGaAs/GaAs и GaAsP/GaInP были сформированы методом MOC-гидридной эпитаксии на подложках GaAs. Температура роста в реакторе варьировалась в пределах 650–720°С, а давление поддерживалось на уровне 50–70 мбар. В качестве исходных реагентов элементов III группы периодической системы использовались триметилалюминий, триэтилгаллий и триметилиндий, а в качестве источников элементов V группы – PH<sub>3</sub> и AsH<sub>3</sub>. Источниками для легирующих материалов п-типа являлась смесь силана с водородом, а р-типа – диэтилцинк. Рост гетероструктур проводился в среде высокочистого водорода.

Лазерные элементы изготавливались по стандартной технологии, кристалл монтировался на теплоотвод р-контактом вниз.

#### Результаты и обсуждение

На основании численных расчетов распределения температуры были найдены вклады в общее тепловое сопротивление теплоотвода, припоя и полупроводниковой гетероструктуры для лазерных диодов. На рисунке 1 и 2 показаны результаты численного эксперимента для обоих систем материалов.



Вклад в общее тепловое сопротивление (%) 0 Теплоотвод Припой Гетероструктура Рис. 1. Вклады теплоотвода, припоя и полупроводниковой гетероструктуры в процентном соотношении в общее теп-

ловое сопротивление для ЛД на основе ГС AlGaAs/GaAs

10



Рис. 2. Вклады теплоотвода, припоя и полупроводниковой гетероструктуры в процентном соотношении в общее тепловое сопротивление для ЛД на основе ГС GaAsP/GaInP

Полученные тепловые сопротивления исследуемых Al-содержащих и Al-free ГС отличаются примерно в 1.4 раза. Можно было бы сделать вывод о том, что лазерные излучатели на основе AlGaAs/GaAs квантоворазмерных ГС более предпочтительны при создании приборов с повышенной оптической мощностью, так как имеют меньшее тепловое сопротивление по сравнению с GaAsP/GaInP ГС и соответственно лучше отводят тепловую энергию. Однако данные по измерению фотолюминесценции образцов на основе рассматриваемых систем материалов и результаты создания ЛЛД показывают обратное. Интенсивность фотолюминесценции КЯ GaAsP/GaInP на полтора/два порядка больше, чем интенсивность фотолюминесценции КЯ A1 aAs/GaAs. Это же подтверждают результаты исследования мощностных характеристик ЛЛД, изготовленных на основе исследуемых ГС (таблица 1).

Таблица 1. Сравнение параметров ЛЛД на основе исследуемых систем материалов

Система материалов	AlGaAs/GaAs	GaAsP/GaInP
Мощность при І <sub>нак</sub> = 100 А	95 BT	100 Вт
Предельная мощность, отн. ед.	1	1.4
Характеристическая тем- пература Т₀	110 К	140 К

Одним из факторов, который обуславливает более низкие значения излучательных и мощностных характеристик исследуемых приборов, является безызлучательная рекомбинация носителей зарядов на гетерограницах и на свободных областях ГС [2]. Другой причиной является высокое сродство атомов Al к кислороду. Это приводит к росту центров безызлучательной рекомбинации в процессе роста Al-содержащих ГС и в конечном итоге к уменьшению выходной оптической мощности лазерного излучателя.

#### Заключение

При сравнении двух систем материалов более высокую излучательную эффективность имеют лазерные излучали на основе GaAsP/GaInP ГС, несмотря на то, что приборы на основе AlGaAs/GaAs ГС имеют более низкое тепловое сопротивление. Отличие в максимальной выходной мощности приборов возможно связано с более низкой безызлучательной рекомбинацией на гетерограницах и на свободной поверхности GaAsP/GaInP ГС, а также отсутствия в ней атомов Al, которые имеют высокое сродство к кислороду.

- 1. Кейси X.C., Паниш М.Б. Лазеры на *гетероструктурах.* Т. 1. – М.: Мир, 1981. – 300 с.
- 2. Ladugin M.A., Andreev A.Y., Yarotskaya I.V., Ryaboshtan Y.L., Bagaev T.A., Padalitsa A.A., Marmalyuk A.A., Vasil'ev M.G. Comparative study of GaAs/GaInP and GaAs/AlGaAs quantum wells grown by metalorganic vapor phase epitaxy // Inorganic Materials. 2019. T. 55. N 4. P. 315-319.

### Легирование углеродных нанослоев, выращенных импульсным лазерным методом

Ю.А. Данилов<sup>1\*</sup>, А.В. Алафердов<sup>1, 2</sup>, О.В. Вихрова<sup>1</sup>, Д.А. Здоровейщев<sup>1</sup>, В.А. Ковальский<sup>3</sup>, Р.Н. Крюков<sup>1</sup>, Ю.М. Кузнецов<sup>1</sup>, В.П. Лесников<sup>1</sup>, А.В. Нежданов<sup>1</sup>, М.Н. Дроздов<sup>4</sup>

<sup>1</sup> Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского, пр. Гагарина, д. 23/3, Нижний Новгород, 603950.

<sup>3</sup> Институт проблем технологии микроэлектроники и особочистых материалов РАН, ул. Институтская, д. 6, Черноголовка Московской области, 142432.

<sup>4</sup> Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, д. 7, Нижний Новгород, 607680.

\*danilov@nifti.unn.ru

Исследованы возможности легирования углеродных слоев, выращиваемых методом импульсного лазерного нанесения, примесями переходных металлов. Изучены состав, оптические и электрические параметры структур на подложках GaAs и SiO<sub>2</sub>-Si. Показано, что введение таких атомов, как Fe и Co, модифицирует магнитные свойства слоев, вызывая нелинейные магнитополевые зависимости эффекта Холла при температурах вплоть до 300 К.

#### Введение

Интерес к углеродной наноэлектронике связан с уникальными электрофизическими свойствами таких материалов как графен, углеродные нанотрубки. В связи с перспективами развития устройств на их основе актуальными становятся вопросы получения углеродных слоев на достаточно большой площади и легирования необходимыми примесями до заданной концентрации. Наиболее приборноориентированным методом получения углеродных наноструктур является химическое осаждение из газовой фазы (CVD); в его основе лежит термокаталитическое разложение газообразных углеводородов на поверхности некоторых металловкатализаторов (Cu, Rh, Ni, Co). Однако непосредственное нанесение С-слоев на приборные структуры невозможно из-за высоких температур процесса, поэтому образованные наноструктуры необходимо для последующего использования перенести с помощью специальных химических приемов на полупроводниковую подложку. Метод импульсного лазерного нанесения (ИЛН) [1] свободен от этого недостатка; кроме того, он обеспечивает достаточно гибкое управление параметрами нанесения (температура подложки и время процесса), обеспечивает высокую чистоту С-пленок при вакуумном проведении и позволяет контролируемо легировать их различными примесями путем лазерного распыления подходящих твердотельных источников.

#### Методика эксперимента

В настоящей работе для формирования углеродных слоев использовано импульсное лазерное нанесение в вакууме. Лазер АИГ:Nd (длина волны 532 нм, длительность импульса 10°-°12 нс, частота повторения 10 Гц, энергия в импульсе 250 мДж) сфокусирован на распыляемой вращающейся мишени, находящейся в вакуумной камере (давление ниже 10<sup>-6</sup> Торр). Температура подложки (GaAs или SiO<sub>2</sub>/Si), как правило, составляла 500°С. Толщина нанесенных слоев была в диапазоне 7°-°20 нм. Источником атомов углерода служил пирографит. Для легирования С-пленок обычно мы использовали распыление мишени, составленной из пирографита с сектором из другого материала (металлических Fe, Mn, Co, Ni и др.). В некоторых случаях применяли поочередное нанесение слоев углерода и материала примеси или ионную имплантацию в нанесенную углеродную пленку.

Полученные нелегированные и легированные Сслои исследованы методами комбинационного рассеяния света (КРС), рентгеновской фотоэлектронной спектроскопии (РФЭС) и измерений эффекта Холла (в геометрии Ван дер Пау) при комнатной температуре и при 77 К. Профили распределений элементов в структурах исследованы методом вторичной ионной масс-спектрометрии (ВИМС) на установке TOF SIMS-5.

<sup>&</sup>lt;sup>2</sup> Center for Semiconductor Components and Nanotechnologies, University of Campinas, SP, Brazil, 13083-870.

#### Результаты и обсуждение

Исходные нелегированные углеродные слои представляют собой, по данным КРС, совокупность зерен многослойного графена (число графеновых слоев  $\approx$  6, а размер зерна  $\approx$  3 нм). Слои имеют р-тип проводимости (удельная электропроводность ~ 10<sup>2</sup> См). Отметим, что материал подложки оказывает влияние на электрические свойства: систематически поверхностное сопротивление С-слоев на SiO<sub>2</sub> ниже, чем на GaAs. Анализ методом РФЭС показал, что C-покрытие на GaAs являлось сплошным. Концентрация углерода в слое составляла 94°±°1 ат.% с небольшим (6°±°1 ат.%) содержанием кислорода. Соотношение концентраций sp<sup>2</sup>-И sp<sup>3</sup>гибридизированного углерода достигало ≈ 14, что характерно для многослойного графена.

При легировании металлическими примесями в процессе нанесения С-слоя следует учесть, что скорость лазерного распыления пирографита примерно в 6 раз выше, чем, например, металлического Fe. Поэтому при использовании сектора 30°-°90 градусов (S-легирование) металлы обнаруживаются на уровне не выше 1 ат. %. При увеличении металлического сектора до 180 градусов (М-легирование) примеси обнаруживаются легко (рис. 1).



Рис. 1. ВИМС-профили распределения атомов углерода, железа и мышьяка в структуре C:Fe/i-GaAs(001), полученной в течение 180 с при М-легировании. Распыление ионами Cs с энергией 1 кэВ

Профиль атомов Fe имеет следующие особенности: падение концентрации в приповерхностном слое толщиной  $1^{\circ}-^{\circ}2$  нм (очевидно, из-за присутствия кислорода), накопление на границе раздела C/GaAs и диффузионное расплывание As и Fe (но не углерода) от нее приблизительно на 4 нм. Отметим, что S-легирование, по крайней мере, не ухудшало структуру C-слоев, В частности, при легировании C-слоев атомами Fe и Co в спектрах KPC отношение интенсивностей пиков D (т.н. «дефектного» пика) и G (связанного с sp<sup>2</sup>-гибридизацией связей) составляет  $I_D/I_G \approx 0.8$  вместо значения 1.45 для исходных слоев, что соответствует увеличению размеров зерен многослойного графена до  $\approx 6$  нм. Это, видимо, связано с каталитическим влиянием атомов переходных элементов на формирование углеродных слоев. Отношение концентраций sp<sup>2</sup>- и sp<sup>3</sup>-гибридизированного углерода по данным РФЭС зависело от легирующей примеси и увеличивалось до  $\approx 16$  при легировании Co.

С-слои, сильнолегированные атомами переходных металлов (М-легирование), по измерениям термоэдс обнаруживают преимущественно р-тип проводимости так же, как и исходные нелегированные слои. Исследование эффекта Холла с разверткой по магнитному полю показали, что при легировании Fe и Co наблюдается нелинейная магнитополевая зависимость для структур на SiO<sub>2</sub> (рис. 2), свидетельствующая о появлении специфических (возможно, ферромагнитных) свойств С-слоев.



**Рис. 2.** Магнитополевые зависимости сопротивления Холла для структуры C:Fe/SiO<sub>2</sub>-Si

Таким образом, показано, что легирование углеродных слоев в процессе их импульсного лазерного нанесения достаточно легко реализуемо и может привести к модифицированию свойств слоев.

Работа поддержана РФФИ (грант 18-29-19137 мк).

#### Литература

 Bleu Y., Bourquard F., Tite T., *et al.* // Frontiers in Chemistry, V. 6, 572 (2018).

### Характеризация кристаллического

### совершенства слоев гетероструктур (013)HgCdTe/CdTe/ZnTe/GaAs методом генерации второй гармоники

### С.А. Дворецкий<sup>1,4,\*</sup>, М.Ф. Ступак<sup>2,3</sup>,Н.Н. Михайлов<sup>1,3</sup>, С.Н. Макаров<sup>2</sup>, А. Г. Елесин<sup>2</sup>, А.Г. Верхогляд<sup>2</sup>

<sup>1</sup> Институт физики полупроводников СО РАН), Новосибирск, 630090, пр. Акад. Лаврентьева, 13.

<sup>2</sup> Конструкторско-технологический институт научного приборостроения СО РАН, Новосибирск, 630058, Русская, 41.

<sup>3</sup> Новосибирский государственный университет (НГУ), Новосибирск, 630090, Пирогова, 2.

4Томский государственный университет (ТГУ), 634050, Томск, пр. Ленина, 36.

\*dvor@isp.nsc.ru

Проведен анализ возможностей высокочувствительного стенда нелинейно-оптической диагностики и метода ГВГ для количественной и качественной характеризации таких кристаллических параметров слоев в структурахCd<sub>x</sub>Hg<sub>1-x</sub>Te и подложки GaAs, как ориентация слоя или подложки, напряжения и областей разориентированных микроучастков.

#### Введение

Метод ГВГ является одним из эффективных, экспрессных и чувствительных методов неразрушающего оптического контроля фазово-структурных свойств приповерхностных слоев [1].Неразрушающий контроль ориентации и кристаллического состояния структур КРТ и подложек методом генерации второй гармоники зондирующего излучения показал его высокую эффективность при экспериментальной отработке режимов создания высококачественных структур КРТ [2]. Чувствительность ГВГ определяется архитектурой нелинейно-оптического стенда и его шумовыми характеристиками, повышение которой позволяет выявить более тонкие состояния структурного совершенства исследуемого объекта.

Нами представлены результаты по исследованию структурного состояния и его изменениям в гетероструктурах (013)HgCdTe/CdTe/ZnTe/GaAs, выращенных методом МЛЭ, с помощью высокочувствительного метода генерации второй гармоники (ГВГ).

#### Результаты и обсуждение

Для достижения высокой чувствительности метода ГВГ при определении ориентации исследуемого приповерхностного слоя на лабораторном стенде нелинейно-оптической диагностики осуществляется нормальное падение излучения импульсно-периодического пикосекундного лазера с длиной волны 1,064 мкм на исследуемый образец с вращением плоскости поляризации (азимутальный угол) возбуждающего излучения в диапазоне от 0° до 359° и регистрацией интенсивности сигнала поляризации отраженной ВГ, параллельной или перпендикулярной поляризации лазерного излучения. Для анализа экспериментальных результатов азимутальных зависимостей ГВГ проводилось сравнение с расчетными данными, полученными при численном моделировании идеального кристалла класса 43m для заданной ориентации (013). Толщина лазерного луча для ГВГ составляла ~ 200 мкм. Структура стенда претерпела целевые изменения по сравнению с [2], что позволило более чем на порядок снизить имевшиеся шумы с одновременным увеличением уровня полезного сигнала и, тем самым, повысить чувствительность стенда. Это было достигнуто, в основном, за счет частотной селекции и усиления полезного сигнала после фотоумножителя. Были проведены исследования структурного состояния подложек GaAs, буферных слоев CdTe на подложке ZnTe/GaAs И Cd<sub>x</sub>Hg<sub>1-x</sub>Te на подложке CdTe/ZnTe/GaAs. Толщины буферных слоев  $d_{ZnTe} \approx$ 30 нм и  $d_{CdTe} \approx 5,5$  мкм. Слои КРТ были варизонными на гетерограницах с плавно изменяющимся составом X<sub>CdTe</sub> от 0,45 до рабочего 0,22: толщина d<sub>вар</sub>  $_{\rm H} \approx 1,5$  мкм, толщина рабочего состава d<sub>КРТ</sub>  $\approx 6$  мкм и от рабочего слоя к поверхности d<sub>вар в</sub> ≈ 0,5 мкм. Напряжения в подложке и слоях проявлялась по наличию на экспериментальных графиках ГВГ ярко

выраженной асимметрии минимумов азимутальной зависимости и изменения их уровней по сравнению с идеальным кристаллом (см. рис. 1).



Рис. 1. Интенсивности сигнала ВГ: точки – эксперимент; сплошная линия - расчет для подложек GaAs №1 (а) и GaAs № 2 (b). Отклонение от ориентации (013) по углу ф составляет менее 1 градуса. Напряжения в №1 практически слабые и в № 2 – сильные

Было установлено, что характерное изменение поведения азимутальных зависимостей сигнала ВГ из-за напряжений в подложке проявляется таким же образом и в слоях гетероструктуры, нанесенной на эту подложку.



**Рис. 2.** Результат вычисления по графикам сигнала ВГ отклонений от ориентации (013) по углу φ при послойном стравливании для образца КРТ 180130. Средняя мощность излучения на λ = 1.064 мкм равна 0.06 Вт. Поляризации ВГ и лазерного излучения параллельны

При выращивании эпитаксиальных слоев на вицинальных поверхностях подложки наблюдается разворот плоскости ориентации от плоскости подложки, что обычно определяют с помощью рентгеновской дифрактометрии. Разворот плоскости (013) для слоев CdTe составил от 3 до 8 угловых градусов. Было проведено исследование разворота слоев HgCdTe при послойном стравливании (см. Рис. 2). Наблюдалось немонотонное изменение разворота слоев по толщине. Последовательно, в варизонном спое на гетерогранице с подложкой CdTe/ZnTe/GaAs разворот плоскости продолжал увеличиться быстрее, чем в слое постоянного состава, и уменьшался в варизонном слое на поверхности. Наблюдалось увеличение шума экспериментальных графиков азимутальной зависимости ГВГ от структуры слоев HgCdTe в образце при травлении, превышающее уровень шумов всего приборного тракта. Анализ результатов появления шума позволяет связать этот факт с присутствием слабо разориентированных конгломератов. В другом образце таких HgCdTe не было обнаружено увеличение шума ГВГ, что свидетельствует об отсутствии разориентированных конгломератов. В дальнейшем, при уменьшении диаметра зондирующего пучка, необходимо определить размеры разориентированных конгломератов и их природу. Зарегистрированная большая амплитуда сигнала ГВГ от HgCdTe связана с большой величиной нелинейной восприимчивости χ<sub>xyz</sub>(ω), превосходящей более чем на порядок аналогичную величину для CdTe и GaAs.

#### Заключение

Исследование с помощью метода генерации ВГ последовательных стадий эпитаксиальной технологии создания КРТ позволяет определить оптимальные условия получения структур.

Работа поддержана частично за счет средств гранта РФФИ № 18-29-20053

- Ахманов С.А., Емельянов В.И., Коротеев Н.И., Семиногов В.В. // УФН. 1985. 147, вып. 12, С. 675-745.
- Ступак М.Ф., Михайлов Н.Н., Дворецкий С.А., Якушев М.В, Икусов Д.Г., Макаров С.Н., Елесин А.Г., Верхогляд А.Г. //Физика твердого тела. 2020, том 62, вып. 2; с. 214-221.

### Сульфидная пассивации как метод модификации оптических и электронных свойств поверхности InP

#### П.А. Дементьев<sup>1\*</sup>, В.Л. Берковиц<sup>1</sup>, Е.В. Дементьева<sup>1</sup>, М.В. Лебедев<sup>1</sup>, Т.В. Львова<sup>1</sup>

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

\*demenp@yandex.ru

С помощью катодолюминесценции, спектроскопии анизотропного отражения и исследования кинетики фотоЭДС показано, что пассивация сульфидными растворами приводит к изменению электронной структуры поверхности n-lnP(001). В частности, после пассивации уменьшается заряд, локализованный на поверхностных состояниях, а также величина и кинетика фотоЭДС.

#### Введение

Фосфид индия (InP) является важным материалом для создания гетероструктурных биполярных транзисторов и транзисторов с высокой подвижностью электронов. Однако возможности использования этого материала (как и других соединений  $A^{III}B^V$ ) в большой мере ограничены свойствами его поверхности, которая характеризуется высокой плотностью амфотерных дефектов, формирующихся при окислении кристаллов InP. Сульфидная химическая пассивация поверхности может быть эффективным решением данной проблемы [1]. В нашей работе исследуется влияние сульфидной пассивации на зависящие от состояния поверхности оптические и электронные свойства кристаллов InP.

#### Материалы и методы

В работе использовались образцы n-InP(001) с уровнем легирования ~5x10<sup>17</sup> см<sup>-1</sup>. Для пассивации поверхности использовались водный раствор Na<sub>2</sub>S, а также водный и спиртовой растворы сульфида аммония (NH<sub>4</sub>)<sub>2</sub>S. Для пассивированных образцов методом спектроскопии анизотропного отражения (AO) диагностировалась величина приповерхностного электрического поля, а также исследованы топография поверхности, распределение поверхностного потенциала, величина и кинетика фотоЭДС, а также спектры катодолюминесценции (КЛ) и динамика поглощенного тока.

#### Результаты

На рисунке 1(а) изображены спектры АО, измеренные до (красная кривая) и после пассивации (черная кривая) образцов водным раствором (NH<sub>4</sub>)<sub>2</sub>S. До пассивации в спектре наблюдается узкая особенность в области переходов  $E_1$  и  $E_1+\Delta_1$  вблизи энергии 3.2 эВ, амплитуда которой пропорциональна величине приповерхностного электрического поля. Анализ формы сигнала показывает, что уровень Ферми ( $E_F$ ) на поверхности расположен несколько выше края зоны проводимости.



**Рис. 1.** Спектры АО до и после пассивации в (а) водном растворе аммония и (б) спиртовом растворе аммония

Изменения спектров АО, вызванные пассивацией, видны на разностной кривой (рисунок 1(а), синяя кривая). Как видно, пассивация вызывает появление в спектре АО широкой бесструктурной линии, причем вблизи энергии 3.2 эВ кривая остается гладкой. Это означает, что пассивация в водном растворе (NH<sub>4</sub>)<sub>2</sub>S не меняет величину приповерхностного электрического поля и, соответственно, позицию пиннинга  $E_F$  в n-InP. В случае пассивации в спиртовом растворе (NH<sub>4</sub>)<sub>2</sub>S (рисунок 1(б)) на разностном спектре (синяя кривая) в области 3.2 эВ появляется небольшая осцилляция, фаза которой противоположна фазе сигнала поля до пассивации (красная кривая). Из этих данных можно заключить, что пассивация в спиртовом растворе сульфида уменьшает величину приповерхностного электрического поля примерно на 30% и сдвигает позицию пиннинга E<sub>F</sub> ближе к зоне проводимости.

Спектры КЛ образцов до и после пассивации в Na<sub>2</sub>S состоят из двух полос. Полоса с максимумом 1,41 эВ соответствует краевой люминесценции, полоса с максимумом 1,17 эВ обусловлена люминесценцией точечных дефектов.



Рис. 2. Зависимость поглощенного тока и интенсивности полосы КЛ 1,41 эВ от времени облучения непрерывным электронным пучком для исходного (а, в) и пассированного (б, г) InP. Более светлые и темные кривые одного цвета соответствуют разным местам одного и того же образца

При рассмотрении зависимости поглощенного тока от времени видно, что наблюдается только локализация положительного заряда [2]. Зависимость от времени для интенсивности КЛ может быть представлена суммой двух экспоненциальных процессов: короткое разгорание и медленное затухание. Время разгорания полос КЛ аналогично времени затухания поглощенного тока. Затухание КЛ связано с ростом контаминационной пленки на поверхности [2]. Временные зависимости поглощенного тока и интенсивности КЛ имеют близкие постоянные времени, что позволяет утверждать, что именно локализация положительного заряда вызывает увеличение интенсивности КЛ. Оценка величины локализованного заряда показывает, что после пассивации локализованный заряд уменьшается в 12 раз, что свидетельствует о значительном уменьшении плотности ловушек.

Измерения фотоЭДС производились в условиях низкой освещенности. Типичное изменение поверхностного потенциала при изменении освещения и влияние на него типа обработки приведены на рисунке 3. Как видно из рисунка 3(а), изменение потенциала поверхности при засветке состоит из быстрой и медленной компонент. Быстрая компонента обусловлена барьерной фотоЭДС, а медленная – фотостимулированным накоплением заряда на поверхностных состояниях, ловушках и в диэлектрических слоях на поверхности. В результате сульфидной пассивации меняются обе компоненты динамики потенциала поверхности (рисунок 3(б)). Обработка в Na<sub>2</sub>S и спиртовом растворе (NH<sub>4</sub>)<sub>2</sub>S приводит к резкому снижению величины фотоЭДС (и, соответственно, величины барьера) и, наоборот, к увеличению количества накапливаемых в диэлектрическом слое зарядов.



Рис. 3. Динамика поверхностного потенциала при изменении освещения (а) и зависимость его этапов от типа сульфидной обработки (б)

#### Выводы

Показано, что пассивация сульфидными растворами приводит к изменению электронной структуры поверхности n-InP(001): к уменьшению локализованного на поверхностных состояниях заряда и к изменению барьерной фотоЭДС. Пассивация в спиртовом растворе сульфида аммония приводит к уменьшению поля пространственного заряда.

Работа выполнена при частичной поддержке Российского Фонда фундаментальных исследований, грант 20-03-00523.

- Лебедев М.В., Львова Т.В., Шахмин А.Л., Рахимова О.В., Дементьев П.А., Седова И.В. // ФТП, т.53, 7 стр.908-916 (2019).
- Дементьев П.А., Иванова Е.В., Заморянская М.В. // ФТТ, т.61, 8 стр. 1448-1454 (2019).

### Влияние окислительных отжигов на люминесцентные, парамагнитные и транспортные свойства пористого кремния

#### Е.С. Демидов, Д.А. Афанасьев, Н.Е. Демидова, В.В. Карзанов

Нижегородский госуниверситет им. Н.Н. Лобачевского, пр. Гагарина, 23, корп.3, 603950.

#### \*demidov@ohys.unn.ru

Представлены данные численного моделирования анизотропных спектров ЭПР пористого кремния (ПК), снятых при температурах начиная с 77К, с учётом параметров тензора g - фактора спектроскопического расщепления P<sub>b</sub> – центров ПК. Принадлежность сигнала ЭПР в ПК на сильно легированном мышьяком или сурьмой кремнии P<sub>b</sub>-центрам подтверждается угловыми и температурными зависимостями спектров ЭПР. Обнаружено отклонение от закона Кюри, которое исчезает после окислительного отжига при 450-550°С.

#### Введение

Пористый кремний (ПК) обладает уникальными оптическими, люминесцентными, и электрофизическими свойствами [1, 2], привлекает внимание в связи с его интересными свойствами и совместимостью с технологией наиболее распространённой кремниевой микроэлектроники. На рис. 1 представлены результаты библиографического обзора [3] исследований, показывающие тенденцию роста публикаций по ПК и разнообразие возможных применений этого материала.



Рис. 1. Библиографический обзор исследований пористого кремния 1987–2016 г [3, с. 2]

Согласно [4] ПК представляет собой трехфазную систему из волокон или гранул кремния, окружённых слоем оксида кремния и воздухом между ними. Такая система содержит парамагнитные  $P_b$ -центры, ответственные за подавление ФЛ ПК, интересна тем, что гранулы или волокна кремния имеют поперечные размеры в единицы нанометров, что позволяет экспериментально наблюдать эффекты, связанные с дискретностью туннелирования электронов при комнатной температуре. В работе [4] была обнаружена слабая устойчивость красно-оранжевой фотолюминесценции (ФЛ) к термическому отжигу и сложная антикорреляция с ЭПР  $P_b$  – центров безизлучательной рекомбинации. В настоящей работе продолжено более детальное исследование влияния окислительного отжига на ЭПР, ФЛ и транспортные свойства слоёв ПК, выращенных на постоянном токе. Представлены данные численного моделирования анизотропных спектров ЭПР ПК, снятых при температурах начиная с 77К, с учётом параметров тензора  $g - \phi$ актора спектроскопического расщепления  $P_b$  – центров с целью выделения других парамагнитных центров и выяснения их возможного влияния на люминесцентные свойства ПК.

#### Результаты и обсуждение

Как и в [5] пористые слои толщиной ≈2 мкм формировались на пластинах монокристаллического кремния марок КЭС-0.01, КЭМ-0.005 в смеси 60% плавиковой кислоты и этилового спирта в соотношении 1:1 при средней плотности тока 10 мА/см<sup>2</sup>. Спектры ЭПР снимались на спектрометре ЕМХ фирмы Брукер при 293К.



**Рис. 2.** спектров ЭПР слоёв ПК на монокристаллах КЭС-0.01 измеренные при 293К, различных углах  $\theta_{\rm H}$  и вращении образца вокруг кристаллографической оси [110]

На рис. 2 приведено семейство спектров ЭПР слоёв ПК на монокристаллах КЭС-0.01 измеренные при

293К, различных углах  $\theta_{\rm H}$  и вращении образца вокруг кристаллографической оси [110].

Результаты обработки спектров показаны на рис. 3. Как видно, наши данные хорошо согласуются с результатами [6].



Рис. 3. Угловые зависимости g – факторов Р<sub>b</sub> – центров в слоях ПК. Слева данные работы [6]. Справа наши данные согласно спектрам на рис. 2, разложенным на отдельные составляющие, сплошная линия – расчёт с параметрами *g* – тензора *g* = 2.0015, *g*<sub>t</sub> = 2.008

Температурные зависимости положения линий ЭПР  $P_b$  – центров в слоях ПК, сформированном на n+ – кремнии КЭС-0.01 и КЭМ-0.005, приведены на рис. 4.



Рис. 4. Температурные зависимости интенсивностей линий ЭПР Р<sub>b</sub> – центров в слоях ПК, сформированном на кремнии КЭС-0.01 слева и КЭМ-0.005 справа. Слева 1, 2 – магнитное поле параллельно направлению <110>, 3, 4 – вдоль оси <100>, 4 – после окислительного отжига на воздухе при температуре 450°С. Справа 1, 2 – магнитное поле параллельно <110>, 3, 4 – вдоль оси <100>, 4 – после окислительного отжига при оси <100>, 4 – после окислительно си <100>, 4 – после окислительного отжига при 450 °С

Как видно, во всех случаях имеет место слабое отклонение от закона Кюри для неотожжённых образцов или его совсем нет в пределах погрешностей измерений в отожжённых образцах. Важным является тот факт, что это отклонение в образцах ПК на монокристаллах КЭМ-0.005 и КЭС-0.01 температурные зависимости практически одинаковы как для отдельных линий ЭПР при ориентациях <110>, при которых они различимы, так и при ориентации вдоль оси <100>, при которой все линии сливаются в одну линию ЭПР. Это и одинаковая угловая зависимость спектров ЭПР означает, что все линии ЭПР в ПК на монокристаллах КЭМ 0.005 и КЭС 0.01 относятся к одному и тому же типу Р<sub>b</sub>-центров. Однако имеется некое различие в температурном изменении спектров в неотожжённом ПК на кремнии,

легированном мышьяком и сурьмой. Согласно рис. 4, в случае ПК на КЭМ 0.005 с ростом температуры имеет место вначале спад видимой в ЭПР доли парамагнитных центров, затем при температурах выше 170К рост интенсивности ЭПР. А в случае КЭС 0.01 происходит монотонный рост числа видимых в ЭПР парамагнитных центров. Как видно из рис.4 окислительный отжиг при температурах 450-550 °C приводит к исчезновению отклонения от закона Кюри ЭПР ПК на кремнии с примесями мышьяка и сурьмы. Спад числа парамагнитных центров до 170К на рис. 4 можно было бы объяснить переходом этих центров в возбуждённые состояния с очень малой энергией активации, по данным на этих рисунках, имеющей величину 0.008 – 0.016 эВ. В ПК мы имеем дело с системой близко расположенных наноразмерных гранул в диэлектрической среде, между этими гранулами вероятен туннельный обмен электронами. Причём, судя по широким спектрам ФЛ ПК, имеется существенный разброс, как в размерах гранул, так и в расстояниях между ними. Окислительный отжиг приводит к распаду сравнительно крупных включений кремния в диэлектрической матрице ПК, что приводит к исчезновению отклонений от закона Кюри.

В докладе обсуждаются транспортные и люминесцентные свойства ПК на n+ – кремнии. В транспортных свойствах проявляются признаки дискретного туннелирования электронов [7].

- Handbook of Porous Silicon, Leigh Canham Editor, Springer International Publishing Switzerland 2014, 1012 p.
- Демидов Е.С., Демидова Н.Е. // Вестник ННГУ, серия ФТТ, В. 1(8), 22 (2005).
- Salonen J., Mäkilä E. // Industrial Physics Laboratory Department of Physics and Astronomy University of Turku, 2018, 19 p.
- Demidov E.S., Karzanov V.V., Shengurov V.G. // JETPL, V. 67, 839 (1998).
- Демидов Е.С., Карзанов В.В., Абросимов А.С., Демидова Н.Е. // Труды XXII международного симпозиума «Нанофизика и наноэлектроника», 12–15 марта 2018 г. Нижний Новгород. Изд. ННГУ, Т.2, С. 582-583(2018).
- Poindexter, E.H., Caplan P.J., Deal B.E., Razouk R.R. // J. Appl. Phys. V. 52, P. 879–884(1981).
- Демидова Н.Е. Автореф. дис. ... канд. физ.-мат. наук. ННГУ, Нижний Новгород, 2010.

### Диаманы на основе муарового бислойного графена: моделирование структуры и свойств

#### В.А. Демин<sup>1,\*</sup>, Л.А. Чернозатонский<sup>1</sup>

<sup>1</sup> Институт биохимической физики РАН, ул. Косыгина, 4, Москва, 119333.

\*victordemin88@gmail.com

Диаманы, образованные из муарового бислойного графена рассмотрены методом теории функционала плотности. Адсорбция атомов водорода или фтора на поверхности бислойного графена приводит к образованию межслоевых ковалентных связей. Полученная структура состоит полностью из sp3 гибридиованных атомов, что приводит к появлению запрещенной зоны в плотности электронных состояний. Величина запрещенных зон таких муаровых диаманов превышают значения запрещенных зон обычных диаманов на основе биграфена в АА- или АВ-упаковках.

#### Введение

Диаман Dn [1] – алмазоподобный двумерный материал, который может быть получен путем адсорбции атомов на поверхности бислойного графена и последующим образованием межслоевых связей. Полученная структура состоит из sp<sup>3</sup> -гибридизованных атомов, что приводит к появлению запрещенной зоны. В зависимости от типа упаковки исходного бислойного графена диаманы могут обладать различной структурой. Наиболее энергетически выгодным является диаман на основе бислоя в АВ-упаковке. Диаманы на основе бислойного графена в АА- и АВ-упаковках уже получают в экспериментах [2]. В данной работе рассмотрены муаровые диаманы Dnθ, которые могут быть получены на основе бислойного графена с углом поворота между слоями θ [3,4].

#### Результаты и обсуждение

В качестве основы были выбраны бислои с углами  $\theta$ =21.8°, 27.8° и 29.4°. Такие бислои имеют периодическую структуру и обладают расчетными ячейками, состоящими из 28, 52 и 388 атомов, соответственно. Структура муарового диамана Dn29.4 показана на Рис.1. Структура такого диамана cocroит из нескольких типов элементов, отмеченных на Рис.1. Красные атомы образуют межслоевые связи C-C', черные – связаны с адсорбированными атомами водорода или фтора. Желтым выделены перекрестия связей из разных слоев C-C и C'-C'. Атомы разных слоев C и C' не образуют межслоевые связи. Зеленым отмечены области, в которых находится по 5 межслоевых связей.



Рис. 1. Модель структуры муарового диамана Dn29.4

Методом теории функционала электронной плотности были рассчитаны энергии формирования гидрированных Dnθ и фторированных F-Dnθ диаманов:

$$E_f = \frac{E_{Dn} - ME_G - \frac{N}{2}E_{X_2}}{M + N}$$

где  $E_{Dn}$ ,  $E_G$ ,  $E_{X2}$ - энергии диамана, графена и молекулы  $X_2$  (X=H,F), соответственно, М и N – количество атомов углерода и адсорбированных атомов X, соответственно. Фторирование энергетически более предпочтительно, чем гидрирование на ~0.4 эВ/(количество атомов). Муаровые диаманы менее выгодны по сравнению с обычными AA- и AB-диаманами так как содержат напряженные связи. Гидрированные муаровые диаманы энергетически сопоставимы с алмазом. Энергетические характеристики муаровых диаманов в сравнении с различными углеродными sp<sup>3</sup> структурами представлены в Таблице 1. Значения энергий приведены относительно энергии графена.

Структура	Расчетная ячейка	Е <sub>f</sub> , эВ/(количе- ство атомов)	E <sub>g</sub> , эВ
Графан	$C_2H_2$	-0.11	3.4
F-графан	$C_2F_2$	-0.91	3.3
DnAB	$C_4H_2$	-0.03	3.1
F-DnAB	$C_4F_2$	-0.5	4
Dn21.8	C28H18	0.12	3.2
F-Dn21.8	$C_{28}F_{18}$	-0.19	4.2
Dn27.8	C52H30	0.13	3.3
F-Dn27.8	C <sub>52</sub> F <sub>30</sub>	-0.29	4.5
Dn29.4	$C_{388}H_{174}$	0.14	3.6
F-Dn29.4	$C_{388}F_{174}$	-0.28	4.1
Алмаз	$C_8$	0.12	4.2

Таблица 1. Энергии формирования и величины запрещенных зон углеродных sp<sup>3</sup> структур

Расчет плотностей электронных состояний показал, что муаровые диаманы обладают большей запрещенной зоной, чем АА- или АВ-диаманы. Наибольшее значение запрещенной зоны Eg = 4.5эВ соответствует фторированному диаману F-Dn27.8 (рис. 2). Увеличение запрещенной зоны относительно DnAA и DnAB диаманов связано с наличием напряженных межслоевых связей, отклоненных от нормали к поверхности диамана.

После успешного синтеза обычного диамана, получение муарового диамана возможно в ближайшее время. Успешный синтез диаманов на основе муарового бислойного графена предоставит возможность управления шириной запрещенной зоны путем изменения угла θ.

Исследование выполнено за счет гранта Российского фонда фундаментальных исследований (про-



Рис. 2. Плотности электронных состояний гидрированного (слева) и фторированного (справа) муарового диамана Dn27.8

ект № 20-02-00558). Расчеты выполнены с использованием ресурсов вычислительного кластера межведомственного суперкомпьютерного центра РАН.

#### Литература

- Chernozatonskii L.A., Sorokin P.B., Kvashnin A.G., and Kvashnin D.G. // JETP Letters 90, 134 (2009).
- Piazza F., Cruz K., Monthioux M., Puech P., and Gerber I. // Carbon 169, 129 (2020).
- Chernozatonskii L.A., Demin V.A., Kvashnin D.G. // Applied Physics Letters, 117, 253104 (2020)

Chernozatonskii L.A., Katin K.P., Demin V.A., Maslov M.M. // Applied Surface Science 537, 148011 (2021)

### Циркулярно-поляризованное излучение в торцевых GaAs/InGaAs лазерах ближнего ИК диапазона

### П.Б. Демина<sup>1</sup>, Н.В. Дикарева<sup>1\*</sup>, А.В. Здоровейщев<sup>1</sup>, М.В. Дорохин<sup>1</sup>, И.В. Самарцев<sup>1</sup> , А.В. Кудрин<sup>1</sup>

1 Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского, просп. Гагарина, 23/3, Нижний Новгород, 603950. \*dnat@ro.ru

Экспериментально исследованы поляризационные магнито-зависимые выходные характеристики торцевых лазеров GaAs/InGaAs. Управление циркулярно-поляризованным излучением осуществлялось путём перемагничивания ферромагнитного слоя CoPt, нанесённого поверх просветляющего покрытия на торец лазерного диода. Показано, что при насыщении намагниченности слоя CoPt значение степени поляризации лазерного излучения составляет ±1,25 %.

Одним из перспективных классов приборов сегодня являются полупроводниковые лазеры с возможностью генерации циркулярно-поляризованного излучения. Спиновые когерентные излучатели способны кодировать информацию о спине электронов в излучении с круговой поляризацией, что открывает широкие возможности применения в передовых полупроводниковых технологиях. Известными в настоящее время способами создания когерентных излучателей с циркулярной поляризацией являются применение электрической инжекции спинполяризованных носителей с подходящим ферромагнитным контактом [1] или разбавленным магнитным полупроводником [2]. А основными конструкциями таких излучателей являются дорогостоящие поверхностно-излучающие лазеры с вертикальным резонатором (VCSEL) [3], лазеры с набором квантовых точек в активной области [4], а также GaN-лазеры [5].

В настоящей работе показана возможность создания торцевого лазерного диода с управляемой циркулярной поляризацией, работающего при комнатной температуре в области 1 мкм.

#### Методика эксперимента

Гетероструктуры исследуемых GaAs лазерных диодов с квантовой ямой (КЯ) InGaAs были выращены методом MOC-гидридной эпитаксии на подложке n-GaAs (001) и содержали следующие слои: буферный слой n-GaAs (380 нм), ограничительный слой n-In<sub>0,49</sub>Ga<sub>0,51</sub>P (840нм), волноводный слой InGaAsP (590 нм), волноводный слой GaAs (30нм), КЯ – InGaAs (10нм), волноводный слой InGaAsP (420 нм), волноводный ограничительный слой р $In_{0,49}Ga_{0,51}P$  (840нм), контактный слой p<sup>+</sup> - GaAs (250нм). Содержание индия в составе КЯ составляло 18%.

Лазерные диоды полосковой геометрии были сформированы на основе указанных структур методами химического травления и протонной имплантации вне активного полоска. Формирование и управление циркулярно-поляризованным излучением осуществлялось путём перемагничивания ферромагнитного слоя CoPt, нанесённого поверх просветляющего покрытия на торец лазерного диода.

Измерение степени циркулярной поляризации лазерного излучения проводились по стандартной методике с использованием  $\lambda/4$ -пластины, призмы Глана, монохроматора и детектора. Для получения циркулярно-поляризованного света образцы вводились во внешнее магнитное поле величиной до 300 мТл, направленное вдоль лазерного волновода (и перпендикулярно полупрозрачному зеркалу с CoPt покрытием). Отметим, что слой CoPt обладал анизотропией намагниченности [6], причем ось легкого намагничивания лежала перпендикулярно плоскости слоя, это позволяло перемагничивать тонкую пленку CoPt (толщина 8 нм) магнитными полями небольшой величины (≈100 мТл). Поскольку слой CoPt имел малую толщину он не оказывал существенного влияния на работу лазерного диода и не деградировал при мощности излучения ~500 мВт, а просветляющее покрытие обеспечивало диэлектрическую изоляцию слоя CoPt от остальных слоев структуры и исключала его влияние на электрические характеристики диода.

Значение степени циркулярной поляризации определялось по относительной интенсивности лево- и правополяризованной компонент излучения в соответствии с формулой (1):

$$P_{EL} = (I_{+} - I_{-})/(I_{+} + I_{-}), \qquad (1)$$

где  $I_+$  и  $L_-$  интенсивность излучения, поляризованного по левому и по правому кругу, соответственно.

На контрольных структурах, представляющих собой плёнки CoPt аналогичные по составу и толщине исследованным, выполнены измерения магнитополевой зависимости намагниченности в диапазоне напряженности внешнего магнитного поля ±170 мТл. Измерения выполнялись при комнатной температуре с использованием магнетометра переменного градиента силы.

#### Результаты и обсуждение

Исследуемые образцы работали в режиме непрерывной электрической накачки. Зависимости степени циркулярной поляризации лазерного излучения диода от внешнего магнитного поля, направленного вдоль плоскости квантовой ямы и перпендикулярно плоскости слоя CoPt приведены на рис. 1.



Рис. 1. Магнитополевые зависимости степени циркулярной поляризации излучения лазерного диода (кривая 1) и намагниченности CoPt слоя (кривая 2). Ток накачки диода 0,5 А

Полученная кривая описывает петлю гистерезиса со значением магнитного поля насыщения вблизи 100 мТл. Отметим, что магнитополевая зависимость степени поляризации подобна магнитополевой зависимости намагниченности плёнки CoPt, осаждённой на контрольную структуру с теми же параметрами нанесения. При насыщении намагниченности слоя CoPt значение степени поляризации составило  $\pm 1,25$  %. Значение поляризации в нулевом магнитном поле составило  $\approx 0,5$  %.

Предположительно, зарегистрированная циркулярная поляризация лазерного излучения связана с аддитивным действием двух эффектов: магнитнокругового дихроизма, заключающегося в поляризации излучения, прошедшего через намагниченный слой CoPt [7], и спин-зависимого отражения стимулированного излучения от полупрозрачного зеркала с покрытием CoPt [8]. Эффект магнитнокругового дихроизма даёт вклад в циркулярную поляризацию света на уровне 0,5 % [7]. Оставшийся вклад в циркулярную поляризацию, повидимому, дает поляризация света при отражении от CoPt. В работе [8] она оценивалась на уровне 0,16 %, но в случае лазерных диодов она может быть значительно выше, поскольку излучение перед выходом через полупрозрачное зеркало испытывает многократное отражение, что повышает амплитуду эффекта. Путём оптимизации лазерного волновода и толщин полупрозрачного зеркала возможно повышение степени циркулярной поляризации относительно значения, полученного в настоящей работе.

Таким образом, в работе продемонстрирована возможность реализации переключения циркулярнополяризованного излучения в экономичных торцевых гетеролазерах с КЯ, работающими в области ближнего ИК диапазона.

Работа выполнена при поддержке госзадания (проект 075-03-2020-191/5) и при поддержке стипендии Президента Российской Федерации молодым ученым и аспирантам № СП-1302.2019.3.

- Jiang X., et al. // Phys. Rev. Lett.94, 056601 (2005).
- Oestreich M., et al. // Appl. Phys. Lett. 74, 1251 (1999).
- 3. Saha D., et al. // Phys. Rev. B 82,205309 (2010).
- Holub M. and Bhattacharya P. // J. Phys. D: Appl. Phys. 40 (2007) R179–R203
- Aniruddha Bhattacharya dissertation: Properties of III-Nitride-Based Polariton and Spin Polariton Diode Lasers, (Electrical Engineering) in the University of Michigan 2018.
- Кудрин А.В., Здоровейщев А.В., и др. // ФТТ. 2018. Т. 60, вып. 11. С. 2236–2239.
- Дорохин М.В., Дёмина П.Б., *и др.* // Письма в ЖТФ. 2019. Т. 45, В. 5. С. 52–55.

# Замещение фосфора мышьяком на поверхности InP(001) при отжиге в потоке As

Д.В. Дмитриев<sup>1, \*</sup>, Д.А. Колосовский<sup>1, 2</sup>, А.И Торопов<sup>1</sup>, К.С. Журавлев<sup>1, 2</sup>

<sup>1</sup> Институт физики полупроводников СО РАН, пр. Академика Лаврентьева, 13, Новосибирск, 630090.

<sup>2</sup> Новосибирский государственный университет, ул. Пирогова, 2, Новосибирск, 630090.

\*ddmitriev@isp.nsc.ru

Методом дифракции быстрых электронов на отражение *in-situ* изучено изменение структуры и элементного состава поверхности InP(001) в потоке мышьяка в сверхвысоком вакууме. Показано, что на поверхности формируется слой InPAs возникающий в процессе замещения фосфора мышьяком. Установлена степень замещения и зависимость от температуры отжига. При температуре отжига 480 °C в приповерхностном слое замещение фосфора мышьяком составляет 7%, при температуре 540 °C достигает 41%.

#### Введение

InP(001) подложки активно применяются для создания гетероэпитаксиальных структур современных приборов опто- и микроэлектроники [1]. Первым и основным этапом эпитаксии является очистка поверхности подложки в ростовой камере. Для удаления оксида с поверхности применяют термический отжиг подложки [2]. Для полного удаления оксидов, необходимо поднимать температуру подложки выше неконгруэнтного разложения InP при 480 °С. Поэтому, для предотвращения разложения поверхности прогрев InP подложек осуществляется в потоке фосфора или мышьяка. Выбор мышьяка в качестве элемента V-той группы обусловлен его лучшей технологичностью. Такая система обеспечивает наилучшую степень очистки подложки и отсутствие фонового фосфора, который может встраиваться в последующие эпитаксиальные слои и приводить к росту неконтролируемых четверных растворов.

В процессе отжига на поверхности подложки происходят значительные изменения морфологии связанные с замещением фосфора мышьяков в приповерхностном слое [3]. В настоящее время нет четкого понимания процессов замещения фосфора мышьяком при отжиге InP в потоке As, а литературные данные противоречивы. Так в [4] сообщается что, замещение не превышает 5% в поверхностном слое, однако в [3] обнаружили полное замещение фосфора мышьяком до получения слоя InAs. В данной работе изучена зависимость степени замещения фосфора мышьяком в приповерхностном слое от температуры отжига *ерi-ready* подложек InP(001) в потоке мышьяка.

#### Оборудование и экспериментальная методика

Отжиг образцов проводился в сверхвысоковакуумной камере установки молекулярно-лучевой эпитаксии (МЛЭ) Riber Compact-21Т оснащенной системой дифракции быстрых электронов на отражение (ДБЭО) и системой анализа дифракционной картины kSA 400 фирмы k-Space Associates для insitu исследования процессов происходящих на поверхности подложки. Для исследований использовались epi-ready подложки InP(001) фирмы AXT. Температура подложки контролировалась инфракрасным пирометром «Ircon Modline Plus». Вентильный источник мышьяка модели VAC 500 позволяет варьировать поток в широком диапазоне (0,5-5)×10<sup>-5</sup> Торр. Для измерения потока мышьяка использовался вакуумный датчик – ионизационная лампа «Bayard-Alpert JBA», которая помещалась в положение под подложкой.

### Экспериментальные результаты и обсуждение

При повышении температуры подложки InP(001) в потоке мышьяка происходили изменения на поверхности: При температуре выше 350 °С окисный слой утонялся, что проявлялось в уменьшении интенсивности фона дифракционной картины и появлении (1×1) рефлексов кристаллической структуры подложки InP. При T > 400 °С происходило дальнейшее утонение окисного слоя и формирование сверхструктуры (2×3). При T = 450 °С сверхструктуру (2×6) [5]. Дальнейший прогрев подложки до 480–550 °С приводит к формированию сверхструктуры

 $(4\times2)$ . Появление сверхструктуры  $(4\times2)$  свидетельствует об обогащении поверхности In и замещении фосфора мышьяком. Подобный переход наблюдается на поверхности III-арсенидных материалов (InAs, GaAs). На поверхности InP подобной структуры не наблюдается [6]. Таким образом, формирование  $(4\times2)$  сверхструктуры связано с замещением фосфора мышьяком на поверхности InP и формированием InPAs твердого раствора.

Для определения степени замещения фосфора мышьяком в приповерхностном слое подложки InP, были измерены латеральные постоянные решетки (а0) этого слоя для каждой температуры отжига. Для оценки постоянной решетки из дифракционной картины (Рисунок 1) измерялось расстояние (б) между основными рефлексами (00) и (01), которое определяет межплоскостное расстояние ( $\delta \sim a_0/2$ ). Изменение величины б обратно пропорционально изменению величины постоянной решетки а<sub>0</sub>. Исходная величина б была экспериментально измерена при появлении сверхструктуры (1×1) на начальном этапе отжига подложки InP. Для InP(001) а<sub>0</sub>/2 равна 2,934 Å, для InAs(001) а<sub>0</sub>/2 составляет 3,029 Å. В твердых растворах InP<sub>1-х</sub>As<sub>x</sub> постоянная решетки в зависимости от состава (x) может быть найдена по закону Вегарда [7], линейной интерполяцией между а<sub>0</sub> бинарных соединений:

$$a_0[InP_{1-x}As_x] = (1-x) \times a_0[InP] + x \times a_0[InAs] \qquad (\phi 1)$$

δ



-01 -2/4 00 2/4 01

Значения постоянных решетки и состава слоев, определенные по формуле (1), приведены на Рисунке 2. Надо отметить, что эти значения получены при усреднении по глубине и площади поверхности под электронным пучком. Глубина проникновения электронного пучка вглубь кристалла при энергии электронов 12 кВ и угле падения около 3° составляет порядка 10 Å. Площадь анализируемого слоя порядка 10 мм<sup>2</sup>.



Рис. 2. Зависимость постоянной решетки InPAs поверхностного слоя от температуры отжига подложки InP(001) в потоке мышьяка

В работе методом ДБЭО экспериментально показано, что формируемый приповерхностный слой в процессе отжига *epi-ready* подложек InP(001) в потоке мышьяка является твердым раствором InPAs. *In-situ* измерена степень замещения фосфора мышьяком в зависимости от температуры отжига.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ в рамках проекта 20-42-540009.

- 1. del Alamo J.A. // Nature 479, 317-323 (2011).
- Lau W.M., Sodhi R.N.S. and Ingrey S. // Applied Physics Letters, 52, 386-388 (1988).
- Li C.H., Li L., Law D.C., Visbeck S.B., and Hicks R.F. // Physical review B, V. 65, 205322 (2002).
- Davies G.J., Heckingbottom R., Ohno H., *et.al.* // Applied Physics Letters, V. 37, 290-292 (1980).
- Dmitriev D.V., Valisheva N.A., Gilinsky A.M., *et al.* // IOP Conference Series: Materials Science and Engineering, 475, 012022 (2019).
- LaBella V.P., Ding Z., et. al. //, Journal of Vacuum Science & Technology A 18, 1492 (2000).
- Denton A.R., Ashcroft N.W. // Physical Review A 43, 3161 (1991).

### Управление коэффициентом теплопроводности тонких термоэлектрических плёнок с помощью ионной имплантации и термического отжига

М.В. Дорохин<sup>1</sup>, Ю.М. Кузнецов<sup>1</sup>, П.Б. Дёмина<sup>1</sup>, Ю.А. Дудин<sup>1</sup>, А.В. Здоровейщев<sup>1</sup>, Р.Н. Крюков<sup>1,2</sup>, И.В. Ерофеева<sup>1</sup>, В.Е. Котомина<sup>1</sup>

<sup>1</sup> Научно-исследовательский физико-технический институт Нижегородского государственного университета им. Н.И. Лобачевского, 603950, Россия, Нижний Новгород, проспект Гагарина 23/3.

<sup>2</sup> Физический факультет Нижегородского государственного университета им. Н.И. Лобачевского, 603950, Россия, Нижний Новгород, проспект Гагарина 23/3. \*dorokhin@nifti.unn.ru,

Приводятся исследования коэффициента теплопроводности кремниевых структур, содержащих наноразмерные включения силицидов кобальта. Нановключения сформированы методом ионной имплантации с последующим высокотемпературным отжигом. Показано, что формирование нановключений в Si матрице позволяет в несколько раз понизить значение коэффициента теплопроводности по сравнению со значением для объёмного кремния, что делает метод имплантации и отжига привлекательным для модификации свойств термоэлектрических материалов.

#### Введение

Тонкие термоэлектрические плёнки занимают значительное место в ряду новых материалов с улучшенными характеристиками. Современные технологии, например, создание многослойных гетероструктур, обеспечивают широкое варьирование свойств плёнок и «тонкую настройку» коэффициента термоэлектрической добротности. Последний определяется как произведение электропроводности (σ) и квадрата коэффициента Зеебека (α), делённое на коэффициент теплопроводности ( $\lambda$ ): Z= $\alpha^{2*}\sigma/\lambda$ . Одним из направлений развития современной тонкоплёночной термоэлектрической технологии является формирование в матрице полупроводника включений на основе полуметалла, например, FeSi<sub>2</sub>, MgSi<sub>2</sub> и др. Нановключения, с одной стороны, изменяют плотность состояний на уровне Ферми, что приводит к повышению коэффициента Зеебека [1]. С другой стороны, наличие материала второй фазы в полупроводниковой матрице снижает коэффициент теплопроводности за счёт дополнительного фононного рассеяния на границе раздела фаз, что также положительно сказывается на характеристиках [1]. Одним из основных способов формирования нановключений является ионная имплантация с последующим длительным высокотемпературным отжигом. В настоящей работе исследованы термоэлектрические свойства кремниевых структур, подвергнутых имплантации ионами Fe и Co с последующим высокотемпературным термическим отжигом. Кремний считается хорошим термоэлектрическим материалом с точки зрения высоких значений  $\alpha$  и  $\sigma$ , но высокое значение коэффициента теплопроводности ограничивает его практическое использование [2]. Ионная бомбардировка и отжиг обусловливают понижение коэффициента  $\lambda$  в приповерхностной области за счёт общего снижения кристаллического качества и повышения рассеяния фононов, а также за счёт формирования нанокластеров MeSi<sub>2</sub> (Me=Fe, Co) в полупроводниковой матрице.

#### Методика эксперимента

В качестве объекта исследований выступали пластины высокоомного кремния КЭФ-5000 (100). Для понижения коэффициента теплопроводности приповерхностного слоя в материал производились имплантация атомов Fe или Co и последующий термический отжиг. Имплантация выполнялась на импульсно-периодическом ионно-плазменном ускорителе «Радуга 3М», ускоряющее напряжение составило 30 кВ, доза –  $3 \cdot 10^{16}$  см<sup>-2</sup>. Отжиг выполнялся на установке быстрого термического отжига Jipelec JetFirst при температуре 1000 °C в течении 15 минут. Согласно [3,4], выбранные условия обеспечивают формирование в приповерхностной области полупроводника нанометровых частиц MeSi<sub>2</sub>.

Состав области, модифицированной ионной имплантацией исследовался методом рентгеновской фотоэлектронной спектроскопии (РФЭС), дополненным возможностью ионного травления. Коэффициент теплопроводности приповерхностного слоя Si измерялся с применением метода частотного разделения [5]. Использовалась модификация метода, основанная на сопоставлении данных для контрольной и исследуемой структур и вычислении λ на основе этих данных [5].

#### Результаты и обсуждение

На рис. 1 представлены профили распределения Со и Si в имплантированной структуре (точки) и в структуре после имплантации и отжига (линии). Максимум концентрации Со после имплантации локализован вблизи 25 нм от поверхности. В результате отжига профиль «размывается», смещается максимум. Кроме этого, на профиле Со регистрируются несколько локальных максимумов на разных расстояниях от поверхности, что, согласно [4] свидетельствует о формировании кластеров силицида кобальта. Данные по общей глубине диффузионного слоя были использованы нами при расчётах коэффициента теплопроводности приповерхностной области.



Рис. 1. Профили распределения Si и Co для имплантированной структуры (точки) и структуры с имплантацией и последующим отжигом 1000 °C, 15 мин (линии)

На рис. 2 представлены температурные зависимости коэффициента теплопроводности, измеренные по методике [5]. Видно, что значения, полученные для Si пластин (кривая 1), вполне соответствуют литературным данным [2]. Ионная имплантация атомов Co в указанных выше режимах обусловливает снижение на порядок значений  $\lambda$  (кривая 2), что связывается со снижением кристаллического совершенства имплантированной области. Высокотемпературный отжиг обеспечивает восстановление кристаллического качества и соответствующее увеличение  $\lambda$  относительно структуры без отжига (кривая 3). При этом во всём диапазоне температур значения коэффициента теплопроводности остаются в  $\approx$ 2 раза ниже, чем для исходной структуры.



Рис. 2. Температурные зависимости коэффициента теплопроводности для кремния (1), кремния после ионной имплантации Со (2) и кремния после имплантации Со и отжига (3)

Полученный результат связывается с влиянием нанокластеров  $CoSi_2$  на процессы теплопереноса в структурах, а именно, на понижение коэффициента теплопроводности. При этом длительное время отжига ухудшило локализацию Со и восстановило кристаллическую структуру материала, в результате чего имеет место незначительное снижение  $\lambda$ относительно значений, полученных для исходного образца. Предположительно, изменение условий отжига позволит обеспечить лучшую локализацию силицидов металлов и более сильное влияние на термоэлектрические характеристик.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (проект № 20-38-70063).

- Redzuan F.L.B.M., Ito M., Takeda M. // Intermetallics. V.108, 19 (2019).
- He R., Heyn W., Thiel F., *et al.* // Journal of Materiomics. V.5, n.1, 15 (2019).
- Katsumata H., Makita Y., Kobayashi N., *et al.* // Thin solid films. V.281-282, 252 (1996).
- Van Ommen A.H., Ottenheim J.J.M., Bullelieuwma C.W.T., *et al.* // Appl. Surf. Sci. V.38, 197 (1989).
- Lee S.-M., Cahill D.G. // J. Appl. Phys. V.81, 2590 (1997).

### Исследование особенностей проводимости метаморфных гетероструктур InGaAs/InAIAs/GaAs с двумерным электронным газом акустическими методами

#### И.Л. Дричко<sup>1,\*</sup>, И.Ю. Смирнов<sup>1</sup>, М.Ю. Чернов<sup>1</sup>, В.А. Соловьев<sup>1</sup>

<sup>1</sup> ФТИ им. А.Ф. Иоффе, ул. Политехническая, 26, Санкт-Петербург, 194021. \*irina.l.drichko@mail.ioffe.ru

Акустические методы впервые были применены для исследования кинетических (электрических) свойств систем nln<sub>0.75</sub>Ga<sub>0.25</sub>As/ln<sub>0.7</sub>Al<sub>0.3</sub>As/GaAs. Определены концентрация и подвижность носителей заряда -электронов в этих структурах, их зависимость от частоты и температуры. Обнаружено существование «шунтирующего» слоя, параллельного двумерному каналу, исследована его проводимость в зависимости от частоты ПАВ и температуры.

Данная работа посвящена изучению кинетических свойств метаморфных гетероструктур InGaAs/InAlAs/GaAs с двумерным электронным газом бесконтактными акустическими методами. Измерения высокочастотной проводимости  $\sigma_{xx} = \sigma_1 - i\sigma_2$  проводились в области частот 30–300 МГц, температур 1.7-4.2 К в магнитных полях до 8 Тл.

Исследуемые образцы выращивались методом молекулярно-пучковой эпитаксии на полуизолирующих подложках GaAs (001). Начиная от подложки, все образцы содержали буферный слой 0.2 мкм-GaAs, градиентный буферный слой 1.2 мкм-In<sub>x</sub>Al<sub>1</sub>. <sub>x</sub>As с корневым профилем изменения состава (x = 0.05–0.75) [1], виртуальную подложку 20 нм-In<sub>0.7</sub>Al<sub>0.3</sub>As, а также активную область, представляющую собой квантовую яму 30 нм-In<sub>0.7</sub>Ga<sub>0.25</sub>As, ограниченную с обеих сторон короткопериодными сверхрешётками 8×(1 нм-InAs/4 нм-In<sub>0.7</sub>Al<sub>0.3</sub>As, и верхний барьерный слой 65 нм-In<sub>0.7</sub>Al<sub>0.3</sub>As.

В структурах наблюдались хорошо развитые осцилляции Ш-дГ и осцилляции, соответствующие режиму целочисленного квантового эффекта Холла (рис. 1). Это позволило по положению минимумов осцилляций в магнитном поле *B* определить концентрацию носителей тока – электронов, которая составляла величину  $n = (4.6-5.9) \times 10^{11}$  см<sup>-2</sup>.

В области магнитных полей, в которой наблюдаются осцилляции Ш-дГ, по формуле Андо [2] для реальной части проводимости:

$$\sigma_{1}(B) = \frac{\sigma_{1}(B=0)}{1 + (\omega_{c}\tau)^{2}} + \sigma_{1}^{osc}, \qquad (\phi1)$$

$$\sigma_1(B=0) = en\mu \qquad (\phi 2)$$

где  $\mu$  – подвижность при B = 0, n – концентрация носителей тока в двумерном канале, е - заряд электрона,  $\omega_e = eB/m^*c$  – циклотронная частота,  $\tau$  – транспортное время релаксации,  $m^*$  – эффективная масса электрона, c – скорость света,  $\sigma_1^{\text{osc}}$  – осциллирующая часть проводимости.



**Рис. 1.** Зависимость реальной части ВЧ проводимости σ<sub>1</sub> при температурах 1.7 K, 2.2 K, 2.7 K, 3.7 K и 4.2 K и мнимой части ВЧ проводимости σ<sub>2</sub> при температуре 1.7 K, частота *f* = 85 МГц; образец А1х823. v – число заполнения

В результате построения зависимости неосциллирующей части  $\sigma_1$  от величины  $1/B^2$  (рис. 2) были определены не только значения подвижности и ее зависимости от температуры и частоты, но и показано, что в структурах данного типа имеется проводящий слой, шунтирующий двумерный канал.



Рис. 2. Реальная часть высокочастотной проводимости от магнитного поля и огибающие осцилляций. σ<sub>1</sub><sup>\*</sup> – неосциллирующая часть проводимости. Вставка: зависимость σ<sub>1</sub><sup>\*</sup> величины 1/*B*<sup>2</sup>. *f* = 140 МГц, *T* = 1.7 К. Образец А1-823

О последнем свидетельствует тот факт, что зависимость  $\sigma_1$  (1/ $B^2$ ) идет не в 0 (вставка к Рис. 2), как должно быть по формуле Андо, а отсекает на оси У некоторую величину о, являющуюся, как мы полагаем, проводимостью шунтирующего слоя. Величина подвижности составляет  $(2.2-2.5) \times 10^5$  см<sup>2</sup>/Вс при T = 4.2 К и в пределах экспериментальной погрешности не зависит ни от частоты, ни от температуры. Что касается проводимости шунтирующего слоя, то она также не зависит от частоты, но зависит от температуры и различается для двух образцов (рис. 3). Отсутствие частотной зависимости проводимости по двумерному и шунтирующему слоям свидетельствует о том, что проводимость осуществлялась делокализованными электронами. Надо отметить, что в отсутствие магнитного поля проводимость шунтирующего слоя фактически не влияет на общую проводимость структуры, а начинает проявляться лишь в больших магнитных полях [3].



**Рис. 3.** Температурная зависимость шунтирующего слоя σ<sub>0</sub> для двух образцов А1х810 (140 МГц) и А1х823 (85 МГц)

одтверждение возможности использования предложенного выше способа для определения подвижности 2-мерного и проводимости «шунтирующего» слоев было проведено на постоянном токе Миньковым Г.М.

Работа поддержана Российским фондом фундаментальных исследований (грант 19-02-00124).

- Chernov M.Yu., Komkov O.S., Firsov D.D., Meltser B.Ya., Semenov A.N., Terent'ev Ya.V., Brunkov P.N., Sitnikova A.A., Kop'ev P.S., Ivanov S.V., Solov'ev V.A. // Journal of Crystal Growth, V. 477, 97 (2017).
- Ando T. // Journal of the Physical Society of Japan, V. 37, 1233 (1974).
- Drichko I.L., Diakonov A.M., Smirnov I.Y., Galperin Y.M., and Toropov A.I. // Physical Review B, V. 62, 7470 (2000).

### Лазерная генерация терагерцового гибридного поверхностного плазмона в структуре на основе объемного HgCdTe

А.А. Дубинов<sup>1, §</sup>, В.Я. Алешкин<sup>1</sup>, В.И. Гавриленко<sup>1</sup>, В.В. Румянцев<sup>1</sup>, Н.Н. Михайлов<sup>2</sup>, С.А. Дворецкий<sup>2</sup>, В.В. Уточкин<sup>1</sup>, С.В. Морозов<sup>1</sup>

<sup>1</sup> Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, 7, Нижний Новгород, 607680.

<sup>2</sup> Институт физики полупроводников СО РАН, пр. Ак.Лаврентьева, 13, Новосибирск, 630090.

§ sanya@ipmras.ru

В работе исследована возможность лазерной генерации терагерцового (ТГц) гибридного поверхностного плазмона (ГПП) в структуре с эпитаксиальной пленкой Hg<sub>0.82</sub>Cd<sub>0.18</sub>Te, выращенной на подложке GaAs и покрытой слоем металла. Было показано, что при толщине слоя Hg<sub>0.82</sub>Cd<sub>0.18</sub>Te 100 нм и при температуре 80 К, возможно превышение модового усиления ГПП над внешними потерями для интенсивности накачки с длиной волны 2.3 мкм, превышающей 850 кВт/см<sup>2</sup>. Дополнительное легирование слоя Hg<sub>0.82</sub>Cd<sub>0.18</sub>Te донорной примесью с концентрацией 4×10<sup>17</sup> см<sup>-3</sup> приведет к уменьшению пороговой интенсивности накачки в 1.5 раза.

#### Введение

В настоящее время в ТГц области частот лидирующее место среди полупроводниковых источников излучения занимают монополярные квантовые каскадные лазеры (ККЛ) на основе соединений АзВ5. Однако существует диапазон частот (6 – 15 ТГц), где работа ККЛ на основе упомянутых выше соединений затруднена, а зачастую невозможна из-за сильного поглощения на полярно-оптических фононах. Альтернативой материалам АзВ5 могут послужить материалы, в которых частоты полярнооптических фононов располагаются далеко от рассматриваемой выше области частот. В частности, такими материалами могут служить твердые растворы HgCdTe (MCT), имеющие частоты оптических фононов в районе 4 ТГц. Кроме того, альтернативой усилению на межподзонных оптических переходах (как в ККЛ) может стать усиление на межзонных оптических переходах в ТГц области частот. В этом тоже могут помочь структуры на основе HgCdTe, в которых ширину запрещенной зоны ( $E_g$ ) можно менять в широких пределах от 0 до 1.6 эВ за счет изменения доли Cd. В частности, в структурах с квантовыми ямами (КЯ) HgTe/HgCdTe было обнаружено стимулированное излучение на ТЕ моде на частотах свыше 15 ТГц [1]. Известно, что в КЯ HgTe/HgCdTe основной уровень дырок представлен в основном состояниями тяжелых дырок. Поэтому, согласно правилам отбора для переходов электронов между валентной зоной и зоной проводимости, возможно усиление

только таких мод, в которых компонента электрического поля лежит в плоскости КЯ и симметрична относительно ее. Такой компонентой электрического поля обладают только ТЕ моды и двумерный плазмон [2] (одна из двух ТМ мод).



**Рис. 1.** Частотные зависимости  $|n_{MCT}|$ , *G*, Re( $n_{eff}$ ),  $\alpha_{eff}$  и Г для ГПП. *T* = 80 K, *N* = 5×10<sup>17</sup> см<sup>-3</sup>

Вторая ТМ мода, в которой компонента электрического поля  $E_z(z)$  симметрична в КЯ, а компонента электрического поля  $E_x(z)$  антисимметрична, слабо локализована около КЯ. Однако компоненту  $E_z(z)$ можно сильно локализовать в слое, модуль диэлектрической проницаемости  $|\varepsilon|$  которого много меньше (или даже близок к 0) модуля диэлектрической проницаемости окружающей этот слой среды, т.к. для ТМ моды справедливо следующее граничное условие: непрерывность  $E_z(z)/\varepsilon(z)$ . Материалы с  $|\varepsilon|$ , близким к 0 (ENZ материалы), обладают необычными свойствами, и их можно реализовать в полупроводниках на частотах, близких к плазменной частоте [3]. Поверхностные плазмоны, распространяющиеся вдоль границы металл/ENZ/обычный материал, называются гибридными. В объемном полупроводнике потолок валентной зоны вырожден: энергии тяжелых и легких дырок совпадают, и возможно усиление мод, в которых компонента электрического поля имеет любое направление.



Рис. 2. Координатные зависимости модулей n(z),  $E_z(z)$ ,  $E_x(z)$  и  $H_y$  на частоте 11.435 ТГц. T = 80 К,  $N = 5 \times 10^{17}$  см<sup>-3</sup>. Слои: GaAs (1), CdTe (2, 4), Hg<sub>0.82</sub>Cd<sub>0.18</sub>Te (3) и Au (5)

Таким образом, в настоящей работе исследована возможность усиления ГПП в структуре на основе тонкого объемного слоя  $Hg_{0.82}Cd_{0.18}Te$ , покрытой слоем металла. Такой выбор доли Cd в HgCdTe связан с тем, что  $E_g$  в  $Hg_{0.82}Cd_{0.18}Te$  составляет 44 мэВ (10.64 ТГц) при температуре 80 К (частота излучения попадает в интересующий нас диапазон).

#### Результаты расчетов

Рассмотрим следующую структуру: на подложке GaAs (в направлении z) выращены 5 мкм - буферный слой CdTe, 100 нм - слой Hg<sub>0.82</sub>Cd<sub>0.18</sub>Te, 50 нм слой CdTe, отделяющий активную область от металла (Au). Компоненты магнитного поля H<sub>y</sub> и электрического поля  $E_x$ ,  $E_z$  в TM моде, распространяющейся вдоль направления x, а также эффективный показатель преломления  $\operatorname{Re}(n_{eff})$ , фактор оптического ограничения Г и коэффициент поглощения *α<sub>eff</sub>*, можно найти решая уравнения Максвелла, зная зависимость показателя преломления *n<sub>MCT</sub>* и коэффициента усиления (отрицательного поглощения) G (-A) от концент-рации носителей N. Из рис. 1 видно, что  $\operatorname{Re}(n_{eff})$  и  $\alpha_{eff}$  имеют максимумы на близких частотах, причем максимум  $\alpha_{eff}$  (~ 4000 см<sup>-1</sup>) достаточно резкий. При стремлении частоты к частоте минимума  $|n_{MCT}|$  мода исчезает: перестает быть локализованной ( $\Gamma \sim 0$ ). На частоте 11.435 ТГц скачок  $|E_z(z)|$  на границе CdTe/Hg<sub>0.82</sub>Cd<sub>0.18</sub>Te (рис. 2) становится огромным (30 раз!), поэтому значительная часть моды локализуется в активном слое Hg<sub>0.82</sub>Cd<sub>0.18</sub>Te толщиной всего 100 нм ( $\Gamma =$ = 0.393).



Рис. 3. Зависимости  $(g - \alpha_{eff})_{max}$ ,  $\omega_{max}$ ,  $\Gamma_{max}$  от N в ГПП

Разность модового коэффициента усиления  $g = G\Gamma$ и  $\alpha_{eff}$  становится положительной и достигает максимума  $(g - \alpha_{eff})_{max}$  на частоте  $\omega_{max}$ . Из рис. З видно, что  $(g - \alpha_{eff})_{max}$  становится положительной при N = $= 4.8 \times 10^{17}$  см<sup>-3</sup>. При увеличении N происходит сдвиг  $(g - \alpha_{eff})_{max}$  в более коротковолновую область и  $\omega_{max}/2\pi$  увеличивается почти линейно с 11.25 ТГц при  $N = 4.8 \times 10^{17}$  см<sup>-3</sup> до 13 ТГц при N = $= 7.25 \times 10^{17}$  см<sup>-3</sup>. Потери на зеркалах (9 см<sup>-1</sup>) могут быть преодолены уже при  $N = 4.9 \times 10^{17}$  см<sup>-3</sup>. А за счет легирования слоя Hg<sub>0.82</sub>Cd<sub>0.18</sub>Te донорами с концентрацией  $4 \times 10^{17}$  см<sup>-3</sup> возможно уменьшение N до  $2.2 \times 10^{17}$  см<sup>-3</sup>, что, как показывают оценки, снизит порогововую интенсивность накачки с длиной волны 2.3 мкм с 850 до 570 кВт/см<sup>2</sup> [4].

Работа поддержана грантом Министерства науки и высшего образования № 075-15-2020-797 (13.1902.21.0024).

- Morozov S.V., et al. // Appl. Phys. Lett., V. 111, 192101 (2017).
- Kapralov K., et al. // J. Phys.: Condens. Matter, V. 32, 065301 (2020).
- Zhong Y., et al. // Nanophotonics, V. 9, 093791 (2015).
- Дубинов А.А., *и др.* // Квант. электр., Т. 51, 158 (2021).

### Исследование влияния нестационарного пересыщения среды на характеристики наноструктур, получаемых в процессе капельной эпитаксии In/GaAs

### Д.Д. Духан<sup>1, \*</sup>, С.В. Балакирев<sup>1, §</sup>, М.М. Еременко<sup>1</sup>, Н.Е. Черненко<sup>1</sup>, О.А. Агеев<sup>1, 2</sup>, М.С. Солодовник<sup>1</sup>

<sup>1</sup> Институт нанотехнологий, электроники и приборостроения Южного Федерального Университета, ул. Шевченко, 2, Таганрог, 347922. <sup>2</sup> Научно-образовательный центр «Нанотехнологии» Южного Федерального Университета, ул. Шевченко, 2, Таганрог, 347922.

\*duhan@sfedu.ru, §sbalakirev@sfedu.ru

Проведено моделирование процессов капельной эпитаксии In/GaAs в условиях нестационарного пересыщения среды, позволяющих достичь взаимонезависимого управления размером и поверхностной плотностью наноструктур. Выявлено, что в период прерывания роста происходит перераспределение на поверхности осажденного материала, приводящее к увеличению среднего размера капель и уменьшению толщины смачивающего слоя. Также обнаружено, что в результате приостановки процесса поступления атомов на поверхность увеличивается интенсивность зарождения островков, что приводит к увеличению поверхностной плотности капель.

#### Введение

Независимое управление размером и поверхностной плотностью квантовых точек - одна из наиболее сложных задач, особенно востребованная в области квантовых вычислений и криптографии, где важны как геометрические параметры наноструктур, так и их взаимное расположение. В данной работе приведены результаты кинетического моделирования влияния нестационарного пересыщения среды на параметры наноструктур, образованных в процессе капельной эпитаксии в системе In/GaAs.

#### Методика моделирования

Для реализации возможности проведения теоретических исследований процессов капельной эпитаксии в нестационарных условиях роста, а именно в случае осаждения атомов с нерегулярной периодичностью, была проведена оптимизация разработанной ранее гибридной математической модели процессов самоорганизации наноразмерных металлических капель In на поверхностях AlGaAs [1,2].

В положения модели были введены новые величины: длительность интервала прерывания осаждения, периодичность прерывания осаждения и количество прерываний – характеризующие степень нестационарного пересыщения среды. В зависимости от значений данных величин в процессе вычислительного эксперимента происходило прерывание осаждения атомов на поверхность на заданное время, в течение которого при этом происходило дальнейшее созревание ростовой системы, проявляющееся в миграции атомов как в пределах смачивающего слоя, так и в области сформированных капель.

#### Результаты и обсуждение

В результате проведенных теоретических исследований выявлено, что в ходе процессов выдержки без осаждения происходит перераспределение материала на поверхности. В связи с тем, что вероятность распада устойчивого закритического островка крайне мала, атомы мигрируют преимущественно из смачивающего слоя в области капель.

На рисунке 1 продемонстрирована морфология наноструктур, полученных в результате моделирования осаждения 3 монослоев (МС) индия на поверхность GaAs при различных условиях пересыщения среды. В результате перераспределения материала в процессе прерывания осаждения происходит увеличение среднего размера капель, в то время как толщина смачивающего слоя уменьшается. Данный процесс имеет более ярко выраженный эффект при увеличении времени выдержки от 1 до 3 секунд.



**Рис. 1.** Морфология массивов наноструктур после осаждения 3 МС In при *T* = 150 °С и *v* = 0,25 МС/с при различной степени пересыщения среды: а) стационарное пересыщение, б) с прерыванием осаждения после осаждения 1 МС на 1 секунду, в) с прерыванием осаждения после осаждения 1 МС на 3 секунды. Длина моделируемой площадки составляет 500 нм

Также обнаружено, что нестационарное пересыщение среды оказывает влияние на интенсивность зарождения островков, что вызвано увеличением интенсивности поверхностной диффузии адатомов, обусловленной снижением скорости осаждения. В результате, итоговая поверхностная плотность капель при температуре 300 °C снижается с  $1.8 \cdot 10^8$  до  $5.2 \cdot 10^7$  см<sup>-2</sup> при двукратном прерывании роста на 3 секунды по сравнению с непрерывным осаждением (рис. 2).



Рис. 2. Температурная зависимость поверхностной плотности наноструктур после осаждения 3 МС In при различных условиях нестационарного пересыщения среды

При этом двукратное прерывание роста на интервалы, равные 1 секунде, не приводили к значительному изменению поверхностной плотности наноструктур.

#### Заключение

С учетом влияния прерывания осаждения на средний размер капель и критическую толщину их формирования, изменение поверхностной плотности при изменении условий нестационарного пересыщения среды позволяет сделать вывод о наличии дополнительного управляющего параметра при росте наноструктур In/GaAs методом капельной эпитаксии. Выявленные закономерности позволяют усовершенствовать технологию изготовления гетероструктур с квантовыми точками для перспективных устройств опто- и наноэлектроники.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского научного фонда (проект № 19-79-10099). Результаты получены с использованием оборудования Научно-образовательного центра и Центра коллективного пользования «Нанотехнологии» Южного федерального университета.

- Balakirev S.V., Solodovnik M.S., Eremenko M.M., Konoplev B.G., Ageev O.A. // Nanotechnology, V. 30, 505601 (2019).
- Balakirev S.V., Solodovnik M.S., Ageev O.A. // Physica Status Solidi B, V. 255, 1700360 (2018).

### Оптические резонансы и эффект Парселла в структурах с самоорганизующимися наноостровками Ge

С.А. Дьяков<sup>1,\*</sup>, М.В. Степихова<sup>2</sup>, А.В. Новиков<sup>2,3</sup>, Д.В. Юрасов<sup>2</sup>, А.А. Богданов<sup>6</sup>, 3.Ф. Красильник<sup>2,3</sup>, С.Г. Тиходеев<sup>4, 5</sup>, Н.А. Гиппиус<sup>1</sup>

<sup>1</sup> Сколковский институт науки и технологий, ул. Нобеля, д.3, Москва, 143005.

<sup>2</sup>Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, д. 7, Нижний Новгород, 607680.

<sup>3</sup> Нижегородской государственный университет им. Лобаческого, пр. Гагарина, Нижний Новгород 603950

<sup>4</sup> Московский государственный университет им М.В. Ломоносова, Воробьевы горы, д.1. стр.2, Москва, 119234

<sup>5</sup> Институт общей физики РАН им А.М. Прохорова, Вавилова 28, Москва, 119991

<sup>6</sup> Университет ИТМО, Биржевая линия В.О. 14, Санкт-Петербург, 199034

\*s.dyakov@skoltech.ru

В работе теоретически и экспериментально рассматриваются свойства фотолюминесцентного отклика Ge(Si) самоформирующихся наноостровков, находящихся внутри диэлектрического двумерного фотонно-кристаллического волноводного слоя. Оптические состояния в этих структурах описаны в терминах матрицы рассеяния с использованием Фурье-модального метода. Указанные оптические состояния классифицированы с точки зрения теории групп. Кроме этого, исследована диаграмма направленности излучения наноостровков и выполнены оценки величины эффект Парселла для диполей, расположенных в произвольном месте структуры.

#### Введение

Изучение взаимодействия света с Ge(Si) самоформирующимися наноостровками и квантовыми точками (КТ) представляет фундаментальный и практический интерес, поскольку такие КТ являются перспективными с точки зрения возможности создания светоизлучающих устройств на их основе. Фотолюминесценция (ФЛ) квантовых точек может быть усилена или подавлена в зависимости от комбинации нескольких факторов [1-3]. Этими факторами являются: а) локальная эффективность возбуждения ФЛ; б) локальная эффективность выхода ФЛ в дальнее поле; в) скорость спонтанной эмиссии, которая описывается в терминах фактора Парселла. Все эти параметры зависят от диэлектрического окружения КТ и могут изменяться в широких диапазонах. Использование фотонного кристалла в диэлектрическом окружении КТ позволяет эффективно контролировать вышеуказанные параметры.

Целью настоящей работы является изучение особенностей ФЛ Ge(Si) КТ в фотонно-кристаллических слоях с точки зрения вышеуказанных параметров, а также описание оптических резонансов в этих структурах в терминах матрицы рассеяния [4].

#### Методика эксперимента

Анализируемые в работе структуры с самоформирующимися Ge(Si) КТ выращивались методом МПЭ на подложках «кремний на изоляторе» и представляли собой периодическую последовательность слоев КТ Ge(Si), разделенных промежуточными слоями Si. Исследованные структуры содержали 5 слоев КТ, суммарная толщина структур над слоем оксида кремния составляла ~ 220 нм. Для формирования фотонно-кристаллических волноводов в работе использовались методы электронно-лучевой литографии и плазмохимического травления. Исследовались структуры с периодом гексагональной решетки двумерного фотонного кристалла (ФК) (а), варьируемым в диапазоне от 500 до 1000 нм. Радиус пор ФК (r) определялся соотношением r/a = 0.25. Схематически вид сформированной структуры показан на рис. 1. Полученные структуры исследовались методом микро-фотолюминесценции (микро-ФЛ) с высоким пространственным (до 2 мкм) и спектральным (>  $0.05 \text{ см}^{-1}$ ) разрешением.



**Рис. 1.** Схема фотонно-кристаллической структуры с самоформирующимися Ge(Si) КТ



Рис. 2. Зависимость интенсивности излучения Ge(Si) КТ от волнового вектора и энергии плоской волны. Голубые и зеленые линии показывают световые конуса, соответствующие углу выхода излучения 7.6° и 21.8°. Синие линии показывают полосу ФЛ наноостровков



Рис. 3. Зависимость энергии излучающего диполя от волнового вектора внутри первой зоны Бриллюэна ФК в импульсном пространстве. Диполь находится между порами на равном удалении от центров трех ближайших пор. Розовая линия показывает световую линию при энергии 870 мэВ

#### Результаты

На рис. 2 приведена зависимость интенсивности излучения Ge(Si) КТ от волнового вектора и энергии плоской волны. Как видно из рисунка, в таких структурах наблюдается значительное (более чем на порядок величины) усиление сигнала ФЛ. Вблизи Г-точки добротность и интенсивность некоторых мод (оптически-неактивные моды или связанные состояния в континууме) становится особенно высокой. Такой эффект возникает из-за слабой связи резонансов фотонно-кристаллического слоя с дальнем полем из-за несоответствия симметрий этих резонансов с симметрией плоских волн, которые могут распространяться в свободном пространстве. Этот эффект полностью подтверждается экспериментальными данными [5].

Симметрия решетки определяет диаграмму направленности изучения КТ, а также зависимость коэффициента излучения диполя в ближнее поле от волнового вектора внутри первой зоны Бриллюэна (рис. 3). Проинтегрировав такую зависимость по волновому вектору и отнормировав на излучение диполя, находящегося в свободном пространстве, можно получить значение фактора Парселла. Интеграл по области внутри световой линии (розовая окружность на рис. 3) соответствует внешней части фактора Парселла, а интеграл по всей первой зоне Бриллюэна – полному фактору Парселла, который и определяет изменение времени жизни излучателей оптическими модами фотонно-кристаллической структуры.

Работа выполнена при поддержке РНФ проекта # 19-72-10011.

- David A., Benisty H., Weisbuch C. // Reports on Progress in Physics, V.75(12), 126501(2012).
- Stepikhova M.V., Novikov A.V., Yablonskiy A.N., *et al.* // Semiconductor Science and Technology, V. 34(2), 024003 (2019).
- Dyakov S.A., Zhigunov D.M., Marinins A., et al. // Scientific reports, V. 8(1), 4911 (2018).
- 4. Tikhodeev S.G., Yablonskii A.L., Muljarov E.A., *et al.* // Physical Review B, V.66, 045102 (2002).
- Dyakov S.A., Stepikhova M.V., Bogdanov A.A., et al. // arXiv preprint arXiv:2006.06086 (2020).

### Исследование чувствительности терморезистивного МЭМС-сенсора и применение в составе хроматографического газоанализатора

#### Н.А. Дюжев<sup>1</sup>, М.Ю. Чиненков<sup>1, \*</sup>, И.Д. Евсиков<sup>1</sup>, М.А. Елисеев<sup>1</sup>, В.И. Платонов<sup>2</sup>

<sup>1</sup>Национальный исследовательский университет «МИЭТ», 124527, Россия, Москва, Зеленоград, площадь Шокина, 1.

<sup>2</sup> Самарский национальный исследовательский университет имени академика С. П. Королёва (Самарский университет), 443086, Россия, г. Самара,

ул. Московское шоссе, 34.

\* chinenkov@inbox.ru

В рамках данной работы исследуется уникальный газоанализатор – терморезистивный МЭМС-сенсор, позволяющий проводить анализ состава газовой смеси: оксиды азота и углерода, аммиак, озон, сероводород, диоксид серы, формальдегида. В разработанном МЭМС-сенсоре регистрация сигнала осуществляется за счет преобразования изменения физико-химических свойств газового потока, в частности теплопроводности отдельных газов смеси, в электрические. При этом используемый хроматографический метод анализа считается наиболее точным и активно применяется для качественной и количественной оценки состава газов. Преимуществом разработки является возможность использования в качестве чувствительного элемента кремниевого кристалла с тонкопленочной мембраной (которая состоит из слоев нитрида и оксида кремния толщиной менее 500 нм), изготовленного групповыми методами технологии микроэлектронного производства (МЭМС-технологии) изделий нано- и микросистемной техники. Проведено моделирование чувствительного элемента теплового расходомера для компактного газового хроматографа. Рассчитана зависимость температурного отклика терморезисторов чувствительного элемента в зависимости от скорости протекания потока газовой смеси различного типа. Получен профиль распределения концентрации газа и температуры в месте локализации чувствительного элемента. Исследования показали, что разработанный МЭМС-сенсор способен анализировать состав газовой смести с чувствительностью не хуже 3×10<sup>-9</sup> г/см<sup>3</sup>.

#### Введение

Газовая хроматография – метод анализа состава газовой смеси, принцип которого основан на явлении разделения смеси между подвижной и неподвижной фазами (газ-носитель и сорбент). Исследуемая проба газовой смеси с газом-носителем после прогонки через хроматографическую колонку, содержащую сорбент разделяется на компоненты, что обусловлено различным временем удержания молекул составляющих газов на частицах сорбента [1]. Для определения концентрации и типа вещества в исследуемой пробе могут применяться различные типы детекторов: пламенно-ионизационные, электронного захвата, детекторы по теплопроводности и некоторые другие [2]. Такие ключевые для газовой хроматографии параметры как чувствительность и разрешение хроматограммы можно улучшить путем использования в качестве детектора по теплопроводности терморезистивного МЭМС-сенсора расхода газа на основе тонкопленочных субмикронных структур [3].

#### Теоретические исследования

В настоящее время терморезистивные МЭМСэлементы, предназначенные для измерения расхода газа, имеют широкую область перспективных применений, которые включают в себя датчики ветра, системы мониторинга чистых помещений, устройства ІоТ (Интернет вещей) для интеллектуальных энергоэффективных зданий, биомедицинское диагностическое оборудование, а также системы аэродинамического контроля [4-7]. В зависимости от рабочего диапазона скорости потока газа различаются три основных методы измерения температурного отклика в МЭМС-термодатчиках [8]: а) калориметрический метод (когда датчики содержат нагревательный терморезистор для создания теплового облака и набор чувствительных терморезисторов вблизи области его расположения, предназначенных для детектирования изменения температурного профиля с вариацией потока газа), б) термоанемометрический метод (когда ЧЭ содержит один нагревательный терморезистор, который сам определяет изменение температуры по отношению к скорости потока газа), в) времяпролетный метод (когда на нагревательный терморезистор подается токовый импульс, а чувствительные терморезисторы определяют время переноса теплового потока от нагревателя). Выбор метода измерений определяет требования к конструкции ЧЭ и к соответствующей измерительной схеме, которая должна обеспечивать стабильную работу МЭМС-сенсора в выбранном диапазоне скоростей потока газа.

Ключевым фактором также является повышенная чувствительность ЧЭ к потоку газа, которая может быть достигнута путем уменьшения диссипации тепла от чувствительных терморезисторов в окружающую газовую среду. Одним из способов предотвращения нежелательных тепловых потерь при заданном расходе газа является размещение ЧЭ на тонкопленочной диэлектрической мембране заданного состава, обладающей низкой теплопроводностью [9, 10]. Это предотвращает рассеивание тепла через мембрану. Для проведения моделирования работы терморезистивного МЭМС-сенсора в двух режимах (калориметрическом и анемометрическом) детектирования газовой смеси (примесный газ + газ-носитель) была рассмотрена конструкция ЧЭ, представленная на рис. 1.

Как показано на рисунке, чувствительный элемент включает четыре платиновых (Pt) терморезистора: центральный нагревательный резистор (R<sub>NG</sub>), два чувствительных термистора (R<sub>IN</sub> и R<sub>OUT</sub>) с обеих сторон от нагревателя и дополнительный резистор (R<sub>SR</sub>). Центральный терморезистор (R<sub>NG</sub>) используется для нагрева, в то время как два других терморезистора (R<sub>IN</sub>, R<sub>OUT</sub>) используются для измерения температуры. В этом случае требуется дополнительный резистор (R<sub>SR</sub>) для контроля температуры окружающей среды. В предлагаемой конструкции ЧЭ также предусмотрено использование термочувствительных резисторов в качестве нагревателя с последующим измерением разницы температур между ними. Терморезисторы расположены на четырехслойной мембране [SiO<sub>2</sub> (600 нм)/Si<sub>3</sub>N<sub>4</sub> (130 нм)/SiO<sub>2</sub> (400 нм)/Si<sub>3</sub>N<sub>4</sub> (130 нм)] прямоугольной формы с размером 1100х600 мкм<sup>2</sup>, формируемой в анизотропного результате плазмохимического травления кремниевой подложки. Использование диэлектрической мембраны указанного состава необходимо для предотвращения поглощения тепла от терморезисторов в подложку.

В работе предложена математическая модель чувствительного элемента теплового МЭМС-сенсора для компактного газового хроматографа на основе полупроводниковой структуры. Проведено моделирование процесса детектирования компонент газовой смеси с учетом адсорбционных процессов на неподвижной фазе. Представлены результаты численного моделирования температурного отклика в зависимости от скорости потока и концентрации различных типов исследуемых газов. Полученные результаты могут быть использованы при создании конструкции теплового МЭМС-сенсора потока газа, обеспечивающего высокую чувствительность компактного газового хроматографа на его основе к малым концентрациям широкого спектра примесных газов.

Было проведено моделирование рабочих характеристик чувствительного элемента теплового сенсора потока для газового хромотографа, помещенного в трубу с Ar в качестве газа-носителя (рис. 1). Чувствительный элемент содержит один нагревательный терморезистор и два чувствительных терморезистора, размещенных на композитной диэлектрической мембране состава [SiO2 (600 нм)/Si3N4 (130 нм)/SiO<sub>2</sub> (400 нм)/Si<sub>3</sub>N<sub>4</sub> (130 нм)]. В газноситель через канал меньшего диаметра, присоединенный к стенке трубы, вводится примесный газ заданной концентрации, который обеспечивает скачок температуры на боковых терморезисторах чувствительного элемента. В ходе моделирования были рассмотрены следующие типы примесных газов: SO<sub>2</sub>, CO, CH<sub>4</sub>. На нагреватель подавалась входная мощность, равная 5 мВт.



Рис. 1. Модель чувствительного элемента теплового МЭМС-сенсора потока газа в трубе с газовой смесью (примесный газ + газ-носитель). Все размеры указаны в мм

Рис. 2 иллюстрирует распределение концентрации газовой смеси  $Ar+SO_2$  в трубе в случае выбора скорости потока, равной 1 и 4 м/с<sup>2</sup> соответственно. Из рисунка легко видеть, что с увеличением скорости



Рис. 2. Распределение профиля концентрации газовой смеси Ar+SO<sub>2</sub> в трубе при скорости потока (а) 1 м/с<sup>2</sup> и (б) 4 м/с<sup>2</sup>

потока примесный газ из канала сносится к верхней части трубы и выравнивается в области чувствительных терморезисторов. Чувствительный элемент обозначен белым прямоугольником (поскольку он не содержит концентрации газовой смеси).

Том 2

На рис. 3 представлена зависимость разницы температур  $\Delta T$  на боковых терморезисторах как функция от скорости потока газа, варьируемой в пределах от 0 до 5 м/с<sup>2</sup>, с учетом и без учета примесного газа. Как видно из рисунка 4, в обоих случаях разница температур плавно выходит на постоянный уровень с увеличением скорости потока, в то время как присутствие примесного газа приводит к более быстрому росту теплового скачка на терморезисторах. Главным образом, это обусловлено влиянием примесных молекул на снос тепла вблизи чувствительного элемента по направлению газового потока.



**Рис. 3.** Разница температур боковых терморезисторов в зависимости от скорости потока газа носителя при различных комбинациях примесных газов. Концентрация примесных газов полагается равной 1 моль/м<sup>3</sup>, концентрация газа-носителя – 2 моль/м<sup>3</sup>

#### Экспериментальные исследования

На рис. 4 изображены 3 кривые. Кривая синего цвета показывает содержание CO2 в чистом уличном воздухе. На фоне этой кривой построены ещё 2 кривые фиолетового и красного цвета. Красным выделена кривая которая показывает количество CO2 в комнате до её проветривания при работе в неё 30 минут двух человек. Фиолетовым цветом выделена кривая с содержанием CO2 в воздехе комнаты после 5 минутного проветривания.



Рис. 4. Сравнительный график концентраций

На рис. 5 изображены графики сравнения автомобильного выхлопа с чистым уличным воздухом. Как видно из графика в выхлопе автомобиля содержится большое количество СО2, кривая уличного воздуха на его фоне выглядит почти прямой.

На рис. 6 показаны температурный профиль и распределение концентрации газовой смеси Ar+SO<sub>2</sub> вдоль среза чувствительного элемента в области расположения терморезисторов в диапазоне скоростей от 0.1 до 5 м/с<sup>2</sup>. С возрастанием скорости потока увеличивается снос тепла от нагревателя,

**Рис. 5.** Сравнительный график концентрации CO<sub>2</sub> в воздухе с выхлопом автомобиля

а также снижается асимметрия распределения концентрации газовой смеси по отношению к нагревательному элементу. Так при скорости, равной 5  $m/c^2$ , распределение концентрации смеси имеет практически симметричный характер относительно нагревающего терморезистора.

Численное моделирование тепловых характеристик терморезистивного МЭМС-сенсора для газового хроматографа проводилось с использованием конечно-элементной трехмерной модели тепловой газодинамики устройства, разработанной в программном пакете COMSOL MultiPhysics. На основе разработанной модели рассчитаны зависимости скачка температуры на чувствительных терморезисторах в зависимости от типа, концентрации и скорости газового потока для различных примесных газов (SO<sub>2</sub>, CO, CH<sub>4</sub>). Полученные результаты могут быть использованы для выбора оптимальной конструкции теплового МЭМС-сенсора потока газа, обеспечивающего высокую чувствительность хроматографа на его основе к малым концентрациям широкого спектра примесных газов [11].

#### Благодарности

Работа выполнена в рамках реализации программы ЛИЦ «Доверенные сенсорные системы» (Договор № 009/20 от 10.04.2020) при финансовой поддерж-ке Минкомсвязи России и АО «РВК» (Идентифика-тор 000000007119Р190002).



Рис. 6. (а) Распределение температуры и (б) профиль концентрации газовой смеси Ar+SO<sub>2</sub> для различных скоростей потока вблизи нагревателя чувствительного элемента теплового расходомера

- Юинг Г. Инструментальные методы химического анализа. М: Мир, 1989.
- Qu H., Duan X. // Science China Materials, 62(5), c. 611–623 (2019).
- 3. Djuzhev N.A., *et al.* // Proceedings to the 2018 IEEE Sensors Applications Symposium (SAS), Seoul, South Korea, March 12-14 2018, (2018).

### Процессы рассеяния спинов с переворотом и их влияние на генерацию спиновых токов в n-кремнии, легированном фосфором, сурьмой и висмутом

А.А. Ежевский<sup>1</sup>, Д.В. Гусейнов<sup>1</sup>, А.В. Сухоруков<sup>1</sup>, Е.А. Калинина<sup>1</sup>, А.В. Новиков<sup>2</sup>, Д.В. Юрасов<sup>2</sup>, Н.С. Гусев<sup>2</sup>

<sup>1</sup> Нижегородский государственный университет им. Н. И. Лобачевского, пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950.

<sup>2</sup> Институт физики микроструктур РАН, ГСП-105, Нижний Новгород, 603950.

\*ezhevski@phys.unn.ru

Легирование кремния висмутом, приводит к дополнительному спиновому рассеянию электрона проводимости на спинорбитальном потенциале, вносимом тяжелым донором. В работе обсуждаются вопросы, связанные с рассеянием спинов с переворотом и их влияние на процессы генерации спиновых токов в кремнии с электронным типом проводимости. На основе теории спинового пампинга и диффузионной модели рассчитаны величины спиновых токов и напряжения ИСЭХ при варьировании типа донора и его концентрации и длин спиновой диффузии. Расчеты позволили сделать оценки величин эффектов, наблюдаемых при легировании кремния висмутом и объяснить отсутствие сигналов ИСХЭ при легировании слоя кремния только фосфором или сурьмой с концентрацией Nd>10<sup>19</sup> см<sup>-3</sup>.

#### Введение

Для генерации спинового тока широко используется метод спинового пампинга (накачки) за счет возбуждения прецессии намагниченности, индуцированной микроволновым полем в ферромагнетике. В последнее время этот метод востребован не только в системах ферромагнетик/металл (F/NM) [1], но и ферромагнетик/полупроводник (F/S) [2,3], в которых ввод спиновых токов затруднен из-за проблемы несоответствия импедансов.

В основе явления спиновой накачки лежит динамическая связь между ферромагнитной намагниченностью и спинами электронов зоны проводимости в нормальном металле или полупроводнике на границе их раздела [1-3], что следует из сохранения энергии и углового момента. Несмотря на единую природу этого явления, в случае систем F/NM и F/S, некоторые особенности, влияющие на процессы генерации и последующей конверсии спинового тока в зарядовый ток, проявляются по-разному. Так, известно, что в системе F/NM [4], генерация спинового тока затруднена, если нормальный металл обладает большими длинами спиновой диффузии и наоборот, за счет присоединения слоя с большой спин-орбитальной связью, служащего стоком для спинов, инжектируемый спиновый ток резко увеличивается, когда толщина промежуточного слоя меньше, чем длина спиновой диффузии промежуточного слоя, при этом, процессы с переворотом спина несущественны.

Как оказалось, в кремнии, в отличие от систем F/NM [5] процессы рассеяния с переворотом спина играют более значительную роль.

#### Методика эксперимента

Исследуемые структуры на основе Si (рис. 1a) были получены по методике, описанной ранее в [3]. Фосфор и висмут вводились ионной имплантацией. Легирование сурьмой проводилось в процессе эпитаксиального наращивания слоя кремния. Спектры ФМР в слое Ру возбуждались с помощью спектрометра электронного парамагнитного резонанса Bruker\_EMX-plus-10/12, работающего на микроволновой (MW) частоте 9,4 ГГц. Измерения проводились при комнатной температуре.

## Результаты и обсуждение

Легирование кремния висмутом и сурьмой, приводит к дополнительному примесному спиновому рассеянию электрона проводимости с переворотом на фоне процессов Эллиота-Яфета и с сохранением спина, приводящего к спиновому эффекту Холла за счет спин-орбитального взаимодействия, вносимого тяжелым донором [6,7]. В работе [3] мы наблюдали сигнал инверсного спинового эффекта Холла до 200 нВ, индуцированного ферромагнитным резонансом в структуре Ру/Si:Bi:P/SOI ( $N_{Bi}=10^{16}$  см<sup>-3</sup>,  $N_P=6\cdot10^{19}$  см<sup>-3</sup>, d=0.4 мкм).



**Рис. 1**. а- Структуры Ру/л-Si:Bi(Sb) для исследования ISHE. б- ИСХЭ в зависимости от толщины слоя кремния dn для разных концентраций висмута: 1 -  $N_{Bi}$ =10<sup>18</sup>см<sup>-3</sup>; 2 - 3·10<sup>17</sup>см<sup>-3</sup>; 3 - 10<sup>17</sup>см<sup>-3</sup>; 4 - 3·10<sup>16</sup>см<sup>-3</sup>; 5 - 10<sup>16</sup>см<sup>-3</sup>; 6 - 3·10<sup>15</sup>см<sup>-3</sup>; 7 - 10<sup>15</sup>; dn=400 нм; (Значения  $N_{Bi}$ =10<sup>16</sup> см<sup>-3</sup>, dn=400 nm,  $d_F$ =10нм –соответствуют условиям эксперимента [3])



**Рис. 2**. а- Изменение длины спиновой диффузии с ростом концентрации висмута. б- ИСХЭ в зависимости от толщины слоя кремния dn для разных концентраций сурьмы: 1-  $N_{Sb}$ =10<sup>19</sup>см<sup>-3</sup>; 2- 3·10<sup>18</sup>см<sup>-3</sup>; 3- 10<sup>18</sup>см<sup>-3</sup>; 4- 3·10<sup>17</sup>см<sup>-3</sup>; (Значения  $N_{Sb}$ =3·10<sup>19</sup> см<sup>-3</sup>, dn=1мкм d<sub>F</sub>=10нм –соответствуют условиям эксперимента)

Однако в структуре Ру/Si:Sb/SOI ( $N_{Sb}=3\cdot10^{19}$  см<sup>-3</sup>, d=1 мкм) сигнал ИСХЭ не наблюдался. Чтобы понять наблюдаемое различие в поведении слоев с висмутом и сурьмой, а также найти оптимальные параметры слоев, были рассчитаны напряжения ИСЭХ при варьировании типа донора и его концентрации и, соответственно, рассчитанных длин спиновой диффузии, спиновых токов и спиновых углов Холла на основе теории спиновой накачки и диффузионной модели [4,8], а также данных расчетов для примесного СЭХ [9].

Результаты расчетов ИСХЭ в зависимости от толщины слоя кремния для разных концентраций висмута и сурьмы приведены на рис. 2 б. Как видно из рисунков, с ростом концентрации Ві можно достичь значительно большей вероятности рассеяния и, соответственно, значений ИСЭХ, но при этом, уменьшая толщину слоя, из-за уменьшения длины спиновой диффузии (рис. 2 а) с ростом N<sub>Bi</sub>.

В случае легирования сурьмой, сигнал ИСЭХ не наблюдался из-за малости (рис. 26) на фоне шумов, что согласуется с меньшим спин-орбитальным вкладом в рассеяние и малым спиновым углом Холла для сурьмы по сравнению с висмутом.

Авторы выражают благодарность Е.А. Караштину (ИФМ РАН) за интерес к работе и ценные замечания.

- 1. Saitoh E., Ueda M., Miyajima H., Tatara G. //Appl. Phys. Lett. 88, 182509 (2006).
- Ando K. and Saitoh E. //Nat. Commun. 3, 629 (2012).
- Ezhevskii A.A., Guseinov D.V., Soukhorukov A.V. *et al.* // Phys. Rev. B 101, 195202 (2020).
- Harii K., Qiu Z., Iwashita T. *et al.* // Key Engineering Materials Vol. 508, pp 266-270 (2012)
- Gradhand M., Fedorov D.V., Zahn P., Mertig I. // Phys. Rev. Lett. 104, 186403 (2010)
- Rortais F., Lee S., Ohshima R. *et al.* // Appl. Phys. Lett. 113, 122408 (2018).
- 7. Song Y., Chalaev O., Dery H. // Phys. Rev. Lett. 113, 167201 (2014).
- Valet T. and Fert A. // Phys. Rev. B 48, 7099 (1993).
- Tetlow H. and Gradhand M. // Phys. Rev. B 87, 075206 (2013).
# Оптические свойства SnS<sub>2</sub>, с<D<Н методом

# Е.А. Екимов<sup>1</sup>, В.С. Кривобок<sup>2</sup>, С.Н. Николаев<sup>2</sup>, Д.А. Литвинов<sup>2,\*</sup>

<sup>1</sup> Институт физики высоких давлений им. Л.Ф. Верещагина РАН, Калужское шоссе, 14, Москва, 142190.
<sup>2</sup> Физический институт им. П. Н. Лебедева РАН, Ленинский проспект, 53, Москва, 119991.

\*litvinov.da@phystech.edu

В данной работе впервые реализован синтез SnS<sub>2</sub> с использованием HPHT метода. Ожидается, что в отличие от обычных газотранспортных методов, синтез при высоких давлениях позволит получать кристаллы SnS<sub>2</sub> с меньшим отклонением по стехиометрии (фиксированный химический состав в процессе всего синтеза), большей плотностью, с меньшей концентрацией остаточных примесей, а также с возможностью синтеза новых метастабильных фаз.

#### Введение

Интерес к двумерным материалам, таким как гексагональный нитрид бора (hBN), черный фосфор и дихалькогениды переходных металлов (TMD) с момента открытия графена в 2004 году значительно возрос благодаря их уникальной структуре и свойствам. Большинство материалов TMD, таких как MoS(e)2 и WS(e)2, являются непрямозонными полупроводниками с запрещенной зоной, соответствующей видимому диапазону, но становятся прямозонными при переходе от объема к монослою. В последнее время большой интерес вызывает дисульфид олова (SnS<sub>2</sub>), поскольку он является широко распространенным, относительно дешевым и малотоксичным материалом. Кроме того, было показано, что он может представлять интерес в ВЧ электронике и для изготовления широкополосных фотодетекторов (от УФ до ИК), а также имеет высокий показатель оптического поглощения и высокую фотоэлектрическую активность.

Исследуемые образцы  $SnS_2$  были синтезированы при давлении 8 ГПа, температуре 1550 °С. Время синтеза составляло 10 секунд. Пример поверхности с полученными микрокристаллами показан на вставке рис. 1 (слева, сверху). Время синтеза составляло 10 секунд. Согласно данным рентгеноструктурного анализа полученные кристаллы соответствовали 2H политипу.

#### Спектроскопические исследования.

Оптические свойства полученных кристаллов были исследованы при низких (5 K) температурах, см. рис. 1. В спектрах КРС, наблюдаются воспроизводящиеся пики  $A_{1g}$  (310 см<sup>-1</sup>) и  $E_g$  (201 см<sup>-1</sup>), соответствующие рассеянию 1-го порядка с участием характерных для 2H политипа SnS<sub>2</sub>. Также видны особенности, связанные с процессами второго порядка соответствующие комбинациям (2A<sub>1g</sub>, 2A<sub>2u</sub>).



**Рис. 1.** Спектры комбинационного рассеяния света SnS<sub>2</sub>, полученные при различных длинах волн возбуждения. В верхней части приведено изображение исследуемого образца

При использовании излучения с длинной волны 472 нм мы наблюдали линию в районе 2.58 эВ (линия 362 см<sup>-1</sup> на рисунке), которая может быть предварительно приписана горячей ФЛ прямого края фундаментального поглощения. При переходе к 532 нм регистрируется запрещенная  $A_{2u}$  мода, предположительно возникающая за счет квазирезонансного рассеяния с участием мелких дефектов (предполагается, что энергия возбуждающих квантов ниже края фундаментального поглощения при 5 К).



**Рис. 2.** Спектр низкотемпературной микрофотолюминесценции SnS<sub>2</sub>. В верхней части приведена фононная плотность состояний исследуемого материала

Неожиданным результатом оказалось обнаружение интенсивной фотолюминесценции с бесфононным переходом в районе 885 нм, (см. рис.1). Связь этой линии с  $SnS_2$  подтверждается характером вибронной полосы, в которой регистрируются фононные моды, приблизительно соответствующие М-L и Г точкам зоны Бриллюэна. Мы предварительно связываем данную линию с внедрением примеси углерода, наличие которой определяется условиями НРНТ синтеза.

#### Заключение

Продемонстрирована возможность синтеза 2Н политипа SnS2 с помощью НРНТ метода и исследованы оптические свойства полученных кристаллов. В спектрах КРС синтезированных кристаллах регистрируются пики соответствующие рассеянию первого порядка - А<sub>1g</sub> (310 см<sup>-1</sup>) и Е<sub>g</sub> (201 см<sup>-1</sup>), полосы, соответствующие процессам КРС 2-го порядка и люминесценция в районе 2.58 эВ предположительно связанная с заселением состояний прямого края фундаментального поглощения. В инфракрасной области спектра низкотемпературной фотолюминесценции была обнаружена интенсивная бесфононная линия в районе 1.4 эВ, связь которой с SnS<sub>2</sub> подтверждается вибронными пиками ожидаемыми при наличии связи излучающего состояния с SnS2 матрицей.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (грант № 20-32-90215).

# Низкотемпературная микрофотолюминесценция SnV<sup>-</sup> центров в HPHT наноалмазах

#### Е.А. Екимов<sup>1</sup>, В.С. Кривобок<sup>2</sup>, С.Н. Николаев<sup>2</sup>, Д.А. Литвинов<sup>2,\*</sup>, И.И. Минаев<sup>2</sup>

<sup>1</sup> Институт физики высоких давлений им. Л.Ф. Верещагина РАН, Калужское шоссе, 14, Москва, 142190.

<sup>2</sup> Физический институт им. П. Н. Лебедева РАН, Ленинский проспект, 53, Москва, 119991.

\*litvinov.da@phystech.edu

С помощью измерений низкотемпературной микрофотолюминесценции исследовались наноалмазы, выращенные HPHT методом. Обнаруженная в спектрах люминесценции линия, соответствующая SnV<sup>-</sup> центру окраски, демонстрирует тонкую структуру с уменьшением температуры. Полученная временная динамика микрофотолюминесценции тонкой структуры указывает на её принадлежность к одиночному излучателю.

#### Введение

Центры окраски (ЦО) в синтетическом алмазе, обладая выраженной фотолюминесценцией (ФЛ), притягивают значительное внимание в связи с приложениями в квантово-информационных технологиях (однофотонные излучатели), биомедицины (оптические биомаркеры) и магнитных сенсоров. Среди оптически активных ЦО наиболее изученными дефектами являются азот-вакансионные (NV), кремний — вакансионные (SiV) примесные центры и центры, связанные с Ni и Cr. В настоящее время ведутся поиски новых источников излучения в алмазе для расширения спектрального диапазона и свойств существующих центров окраски.

Особый интерес представляют SnV центры, поскольку олово обладает большим спинорбитальным расщеплением и относится к тому же типу ЦО, что SiV и GeV центры. В данной работе исследовалась люминесценция SnV- центров в наноалмазах полученных с помощью HPHT метода.

# Исследование низкотемпературной фотолюминесценции

Исследуемые наноалмазы были синтезированы HPHT (high pressure high temperature) методом [1] в системе графит-олово. В процессе синтеза давление составляло 8-9 ГПа, температура 1400-1700 °С. Углерод растворялся в олове и кристаллизовался в виде твердого раствора олова в алмазе.

Обзорный спектр низкотемпературной фотолюминесценции полученных наноалмазов представлен на рисунке 1. Спектр получен из области размером 5 × 5 мкм при температуре 5 К и возбуждении кристаллов излучением с длинной волны 532 нм. В спектре в районе 619 нм хорошо видна линия излучения вакансионных комплексов с участием олова (SnV<sup>-</sup>). В длинноволновой части спектра по отношению к SnV<sup>-</sup> наблюдается излучение азотвакансионного центра окраски. Это излучение удается подавить при использовании коротковолнового возбуждения с длинной волны 405 нм. Особенность в районе 590 нм представляет собой пик комбинационного рассеяния света (КРС) соответствующий алмазной матрице. Стоит отметить, что интенсивность линии излучения SnV<sup>-</sup> примерно на порядок выше, интенсивность пика КРС.



**Рис. 1.** Обзорный спектр низкотемпературной фотолюминесценции наноалмазов

На рис. 2 (слева) представлен пример спектра микрофотолюминесценции SnV центров из области  $1 \times 1$  мкм в зависимости от температуры. Спектр получен при использовании излучения с длинной волны 405 нм. Видно, что при 84 К наблюдается бесфононная линия (2.004 эВ), соответствующая SnV центру. Полуширина линии составляет 1 мэВ. При температуре 10.8 К уширенная линия расщепляется на множество узких структурированных линий. Наличие набора линий может быть связано как с множеством разных излучателей, так и с одиночным SnV центром, находящимся в флуктуирующем электрическом поле. Соответствующие флуктуации могут возникать из-за перезарядки ближайшего окружения SnV центра.



**Рис. 2.** (Слева) температурная зависимость спектров излучения в области бесфононного перехода SnV<sup>-</sup>. (Справа) временная динамика спектра микрофотолюминесценции для отдельных эмитеров на основе SnV<sup>-</sup> центров при температуре 10 К

Для определения природы множественных линий, было проведено исследование временной зависимости положения наблюдаемых линий. Пример такой зависимости приведен на рисунке 2 (справа). Верхний рисунок соответствует среднему положению линий, рисунок снизу – демонстрирует измерение положения линий с течением времени. Видно, что на больших временах возможны скачкообразные изменения всех линий, наблюдаемых в спектре микрофотолюминесценции (отмечены стрелкой), при этом структура спектра, в целом, сохраняется. Пороговый характер перестройки всех линий в спектре свидетельствует о том, что множество линий возникает в результате возмущения отдельных эмиттеров флуктуирующим полем их ближайшего окружения.

### Заключение

При помощи измерений низкотемпературной микрофотолюминесценции исследовано поведение люминесцентных центров с участием олова в наноалмазах, полученных НРНТ методом. Показано, что в спектрах микрофотолюминесценции наноалмазов при 84 К наблюдается уширенная линия, соответствующая излучению SnV<sup>-</sup> центров. При температуре 10.8 К она демонстрирует тонкую структуру. Пороговый характер изменения структуры с течением времени указывает на то, что набор отдельных линий следует приписать одиночному эмиттеру подверженному воздействию ближайшего окружения.

В целом, полученные результаты указывают на то, что HPHT метод перспективен для получения наноалмазов с оптически активными SnV-центрами.

Работы в области синтеза выполнены при финансовой поддержке РНФ (грант № 19-12-00407).

Оптические исследования выполнены при финансовой поддержке РФФИ (грант № 19-02-00952).

#### Литература

 Ekimov E.A., Lyapin S.G., Kondrin M.V. // Diamond and Related Materials, V. 87, 223 (2018).

# Исследование процессов формирования эпитаксиальных наноструктур GaAs на аморфизированных участках кремния

М.М. Ерёменко<sup>1, \*</sup>, Н.Е. Черненко<sup>1</sup>, С.В. Балакирев<sup>1, §</sup>, М.С. Солодовник<sup>1</sup>, О.А. Агеев<sup>1, 2</sup>

1 Институт нанотехнологий, электроники и приборостроения Южного Федерального Университета, ул. Шевченко, 2, Таганрог, 347922.

<sup>2</sup> Научно-образовательный центр «Нанотехнологии» Южного Федерального Университета, ул. Шевченко, 2, Таганрог, 347922.

\*eryomenko@sfedu.ru\_§sbalakirev@sfedu.ru

Проведен анализ процессов роста GaAs на аморфизированных сфокусированным ионным пучком областях Si. Показано, что с увеличением дозы и тока имплантации зависимости шероховатости и степени заполнения имеют немонотонный характер. Увеличение дозы имплантации с 1 до 7 пКл/мкм<sup>2</sup> приводит к коалесценции отдельных кристаллитов GaAs формируемых на модифицированных областях. С повышением дозы имплантации с 7 до 21 пКл/мкм<sup>2</sup> наблюдается увеличение шероховатости структур при одновременном уменьшении степени заполнения.

#### Введение

На сегодняшний день создание эффективных светоизлучающих устройств на кремнии является трудноразрешимой задачей [1]. Это связано с тем, что кремний является полупроводником с непрямой запрещенной зоной. В то же время, полупроводниковые материалы III/V, в частности GaAs, изза их оптических характеристик широко используются для создания высокоэффективных элементов оптоэлектроники и нанофотоники. Несмотря на то, что монолитная интеграция источников излучения света на основе структур III/V с кремниевой технологией представляет собой достаточно сложную задачу, ее решение могло бы позволить создание фотонных интегральных схем, совместимых с современной кремниевой КМОП технологией [1-4].

#### Методика эксперимента

В данной работе представлены результаты проведенных исследований эпитаксиального роста GaAs на Si с аморфизированными участками. Эпитаксиальный рост проводился с использованием системы молекулярно-лучевой эпитаксии SemiTEq STE35 (ЗАО «НТО», Россия) с твердотельными источниками. Для эпитаксиального роста использовались подложки Si(001) с областями 5х5  $\mu$ m<sup>2</sup>, аморфизированными обработкой фокусированным пучком ионов Ga<sup>+</sup> (ФИП) при различных дозах имплантации. Доза имплантации варьировалась от 1 до 21 пКл/мкм<sup>2</sup>, сила тока составляла 1 пА. Удаление естественного окисла с поверхности Si проводилось при 900°С в вакууме в течение 30 минут [5, 6]. Затем был нанесен высокотемпературный (600°С) буферный слой GaAs со скоростью роста 0,1 МС/с. Исследования проводились методом растровой электронной микроскопии (РЭМ) на установке Nova NanoLab 600 с ионной колонной (компания FEI, Нидерланды) (рисунок 1) и методом атомносиловой микроскопии (АСМ) на зондовой нанолаборатории Ntegra Vita (ЗАО «НТ-МДТ», Россия).

# Результаты и обсуждение

Результаты анализа параметров структур GaAs/Si методами АСМ позволили выявить закономерности влияния дозы имплантации на степень заполнения участков модифицированной поверхности Si кристаллитами GaAs, их шероховатость и высоту относительно исходной поверхности. Как показал анализ зависимостей, степень заполнения (рис. 2а) имеет немонотонный характер: в диапазоне 1-7 пКл/мкм<sup>2</sup> наблюдается резкий рост, а затем медленно убывает, что, очевидно, обусловлено возрастанием степени разупорядоченности приповерхностной структуры подложки. При этом величина тока влияния не оказывает – кривые для разных токов практически совпадают. В любом случае, немонотонный характер влияния дозы требует дополнительного изучения с целью оптимизации и условий обработки поверхности, и режимов эпитаксиального синтеза.

Анализ шероховатости поверхности показал, что с увеличением дозы имплантации ионов Ga от 1 до 7 пКл/мкм<sup>2</sup> шероховатость выращенных структур уменьшается (рис. 26). При этом с ростом тока имплантации шероховатость возрастает. Однако, вне зависимости от величины тока пучка при уве-



**Рис. 1.** РЭМ-изображения модифицированных областей Si после осаждения *H* = 200 нм GaAs при *T* = 600°C и *v* = 0,1 MC/c c различной дозой имплантированного Ga (ток имплантации 1 пА): (a) 1 пКл/мкм<sup>2</sup>, (б) 3 пКл/мкм<sup>2</sup>, (в) 7 пКл/мкм<sup>2</sup>, (г) 21 пКл/мкм<sup>2</sup>



**Рис. 2.** Зависимости (а) степени заполнения, (б) шероховатости и (в) высоты наноструктур GaAs от дозы имплантации при различных токах имплантации

личении дозы имплантации с 7 до 21 пКл/мкм<sup>2</sup> шероховатость увеличивается.

Величина тока и дозы имплантации также сказываются на высоте структур GaAs/Si относительно исходной поверхности в области модификации (перепад высот). С ростом дозы ионов высота слоя GaAs уменьшается на 8 нм, что обусловлено травлением поверхности в процессе ионно-лучевой обработки (рис. 2в). Полученные значения хорошо коррелируют с данными ACM-анализа исходных поверхностей (непосредственно после аморфизации).

Таким образом, проведенные экспериментальные исследования показывают, что формирование структур GaAs происходит преимущественно на модифицированных участках Si ионами Ga<sup>+</sup>. Исследование влияния параметров ФИП-обработки поверхности Si на рост GaAs позволило определить оптимизированный набор параметров тока (1 пА) и дозы имплантации ионов Ga<sup>+</sup> (7 пКл/мкм<sup>2</sup>) для достижения минимальной шероховатости при меньших толщинах осаждения.

Несмотря на то, что дефектность выращенного слоя GaAs велика, использование зародышевых слоев и техника многоступенчатого роста буферных слоев позволит обеспечить гладкий двумерный интерфейс.

#### Благодарность

Работа была поддержана грантом Российского научного фонда № 20-69-46076. Результаты были получены с использованием инфраструктуры Научно-образовательного центра «Нанотехноло-гии» Южного федерального университета.

- Tang M., Park J-S., Wang Z. et al. // Progress in Quantum Electronics, V. 66, 1-18 (2019).
- Нанотехнологии в микроэлектронике / Под ред. О.А. Агеева, Б.Г. Коноплёва. – М.: Наука, 2019. – 511 с.
- Wang Z., Tian B., Paladugu M. *et al.* // Nano Letters V.13, 5063-5069 (2013).
- Wan Y., Li Q., Geng Y. *et al.* // Applied Physics Letters B, V. 107, 081106 (2015).
- Chen S., Li W., Wu J. *et al.* // Nature Photonics, V. 10, 307-311 (2016).
- Liao M., Chen S., Liu Z. *et al.* // Photonics Research, V. 6, 1062 (2018).

# Термоэлектрические свойства легированного фосфором SiGe, полученного электроимпульсным плазменным спеканием

И.В. Ерофеева<sup>1</sup>, М.В. Дорохин<sup>1</sup>, Ю.М. Кузнецов<sup>1</sup>, П.Б. Дёмина<sup>1</sup>, А.Ю. Завражнов<sup>2</sup>, А.В. Здоровейщев<sup>1</sup>, М.С. Болдин<sup>1</sup>, Е.А. Ланцев<sup>1</sup>, А.А. Попов<sup>1</sup>, В.Н.Трушин<sup>1</sup>

<sup>1</sup> Научно-исследовательский физико-технический институт Нижегородского государственного университета им. Н.И. Лобачевского, 603950, Россия, Нижний Новгород, проспект Гагарина 23/3.

повгород, проспект гагарина 25/5.

<sup>2</sup> Воронежский государственный университет, 394018, Россия, Воронеж, Университетская площадь, 1

\*irfeya@mail.ru,

В работе предложен новый способ введения легирующей добавки в термоэлектрический материал SiGe:P, формируемый методом электроимпульсного плазменного спекания. Предложенный метод заключается в введении в спекаемую порошковую смесь соединения SiP. От широко известных аналогов указанный метод отличает безопасность введения высокотоксичного фосфора. Полученный твердый раствор SiGe:P обладает высоким значением коэффициента термоэлектрической добротности.

#### Введение

В настоящее время имеет место значительный подъём интереса к получению и исследованию термоэлектрических преобразователей энергии, который связан с развитием новых технологических возможностей их синтеза. В первую очередь, к таким технологиям относится метод электроимпульсного плазменного спекания – это технология, дающая возможность получать в промышленных масштабах термоэлектрические материалы с КПД на 20-30 % выше объемных аналогов. [1]

Величина, характеризующая термоэлектрические свойства материала – термоэлектрическая добротность определяется как  $Z=\alpha^{2*}\sigma/\lambda$ , где  $\sigma$  – электропроводность,  $\alpha$  – коэффициент Зеебека,  $\lambda$  – коэффициент теплопроводности.

Используемые в данной работе материалы Si и Ge уникальны тем, что, неограниченно растворяясь друг в друге, образуют непрерывный ряд твердых растворов замещения. Твердый раствор SiGe обладает высокой механической прочностью, радиационной и высокотемпературной устойчивостью, малой летучестью, отсутствием токсичности и наличием хорошо отработанных, достаточно простых методов получения исходных материалов Si и Ge. В качестве легирующей примеси для получения раствора n-типа проводимости используется фосфор, обладающий высокой предельной растворимостью. Главной проблемой в использовании фосфора является его токсичность. В настоящей работе исследованы термоэлектрические свойства твердого раствора  $Si_{1-x}Ge_x$ , легированного фосфором, полученного методом электроимпульсного плазменного спекания. Новизна данных исследований заключается в новом методе введения легирующей примеси: вместо добавления чистого фосфора (Р) использовался фосфид кремния -SiP. Материал SiP не является токсичным по сравнению с чистым Р, что является привлекательным для использования SiP в подобной технологии.

#### Методика эксперимента

Смесь порошков в соотношениях Si (64%ат), Ge (34% ат) и SiP (2%ат) готовилась размолом их мелкой крошки. После предварительного сухого помола крошки мельницей Fritsch Analysette 3 Pro полученный ~10 мкм порошок, смешанный с этиловым спиртом, подвергался основному «мокрому» размолу в атмосфере инертного газа Ar в планетарной мельнице «FRITSCH Pulverisette 6» мелющими шарами из стабилизированного диоксида циркония в течение 6 часов. Высушенный порошок также в атмосфере аргона перегружался в графитовую прессформу, которая затем размещалась в установке для спекания. Спекание проводилось на установке ЭИПС «DR. SINTER model SPS-625 System» в вакууме 6 Ра под приложенным давлением пресса  $70 \pm 5$ МРа в интервале температур от комнатной до 1040°С. Варьировались максимальная температура спекания, скорость изменения температуры в процессе спекания и последующий отжиг образцов (табл. 1). Рентгеноструктурный анализ состава полученных образцов проводился на рентгеновском дифрактометре Shimadzu 7000. Методики измерения термоэлектрических характеристик таких, как коэффициент Зеебека и теплопроводность, подробно описаны в [2]. Сопротивление измерялось по стандартной четырех-зондовой схеме; учитывая геометрические размеры образцов, вычислялось удельное сопротивление, обратно-пропорциональное коэффициенту электропроводности, входящему в значение Z.

**Таблица 1.** Термоэлектрические параметры наноструктурированного SiGe:P. Параметры определено при 520 °C

Номер образца	72	73	74	75
Скорость нагрева, °/мин	50	50	25	50
7 спекания, °С	1020	1040	1040	1040 отжиг 30 мин
<i>р</i> х10⁻⁵, Ом*м	3.8	4.8	3.0	4.6
α, мкВ/К	440	474	265	459
λ, Вт/м*К	4.0	4.1	4.7	4.2
W, Вт/мК²	0.005	0.005	0.002	0.005
ZT	1.01	0.90	0.46	0.87

#### Результаты и обсуждение

На рис. 1 представлены зависимости безразмерного коэффициента термоэлектрической добротности ZT от температуры.



**Рис. 1.** Температурная зависимость безразмерного коэффициента термоэлектрической добротности ZT

Получены высокие значения ZT для всех исследуемых образцов Si<sub>1-x</sub>Ge<sub>x</sub>:Р (табл. 1). Несколько сниженное значение ZT показывает образец, отличающийся от остальных образцов серии уменьшенной скоростью разогрева порошка (табл. 1, данные для 74).

Используемый в работе способ легирования позволяет получить однородное распределение примеси по объему материала, что приводит к высокой электропроводности. Высокие значения коэффициента Зеебека и теплопроводности позволяют получить большой фактор мощности  $W = \alpha^{2*}\sigma$  (табл. 1).

Данные рентгеноструктурного анализа показывают, что при высоких температурах спекания (1020 – 1040 °C) в рассматриваемых образцах твердый раствор SiGe состоит из двух фаз с несколько различающимся соотношением компонентов. Так, для образца с наиболее высоким ZT=1.01 – это фаза Si<sub>64,5</sub>Ge<sub>35,5</sub> и фаза с большим содержанием кремния Si<sub>73</sub>Ge<sub>27</sub>.Остальные образцы имеют близкий, но несколько отличающийся от указанного состав.

Полученные высокие результаты термоэлектрической добротности связываются с применением нового способа легирования формируемых материалов за счёт добавления фосфида кремния в исходную порошковую смесь. Получено, что применённый способ легирования позволяет эффективно управлять электропроводностью материала. Кроме того, мы предполагаем, что наличие двух фаз твердого раствора SiGe с различным составом также может положительно сказаться на термоэлектрических характеристиках, например, за счёт дополнительного фононного рассеяния на границе двух фаз, приводящего к снижению коэффициента теплопроводности.

Работа выполнена при поддержке фонда РНФ (проект 17-79-20173), РФФИ (20-32-90032).

- 1. Усенко А.А. Дисс. канд. физ.-мат. наук. М., 2016.
- Дорохин М.В., Демина П.Б., Ерофеева И.В. и ∂p. // ФТП, Т. 53, 1182 (2019).

# Оптические и структурные свойства пленок субоксидов кремния и германия, полученных реактивным ВЧ-магнетронным распылением

А.В. Ершов<sup>\*</sup>, К.В. Дуров, Л.Н. Мартынов, А.В. Нежданов, А.И. Белов, Р.Н. Крюков, С.Ю. Зубков, Д.Е. Николичев, К.В. Сидоренко, Н.В. Байдусь

Национальный исследовательский Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского, Нижний Новгород, 603950. \*ershov@phys.unn.ru

Тонкие (~ 100 нм) пленки субоксидов кремния и германия, полученные магнетронным распылением в плазме с добавлением кислорода для вариации коэффициента стехиометрии. Пленки изучали методами: спектроскопий комбинационного рассеяния и эллипсометрии, рентгеновской фотоэлектронной спектроскопии и фотолюминесценции. Рассмотрено влияние отжига на свойства пленок через формирование полупроводниковых нановключений матрице оксидов.

#### Введение

Многослойные нанопериодические структуры (МНС) из чередующихся нанослоев субоксида кремния (SiO<sub>2</sub>) технологически удобны для формирования путем высокотемпературного ( $\approx$  1000 °C) отжига упорядоченных массивов нанокристаллов кремния (HK Si) в диэлектрической матрице [1].

Контроль размеров нанокристаллов в массиве задается толщиной слоев SiOx исходных MHC, тогда как направленная вариация коэффициента стехиометрии x слоев SiOx MHC позволяет управлять поверхностной плотностью нанокристаллов [1]. Магнетронное реактивное распыление кремния в кислородно-аргоновой атмосфере позволяет получать пленки SiOx с разным содержанием кислорода [2].

Цель данной работы состояла в получении пленок субоксидов кремния и германия с разным коэффициентом стехиометрии ВЧ-магнетронным распылением мишеней кремния и германия при вариации содержания кислорода в плазме, в изучении оптических свойств сформированных и модифицированных отжигом пленок.

#### Методика эксперимента

Пленки SiOx и GeOx, толщиной ~100 нм, получали при вариации давления кислорода в смеси (Ar+O<sub>2</sub>) от  $0.3 \cdot 10^{-4}$  до ~1·10<sup>-4</sup> тор. Образцы отжигали при температурах до 1100 и до 900 °C.

Пленки изучали методами: спектроскопии комбинационного рассеяния (КРС), эллипсометрии (СЭ), рентгеновской фотоэлектронной спектроскопии (РФЭС) и фотолюминесценции (ФЛ).

#### Результаты и их обсуждение

По данным РФЭС в указанном диапазоне давлений кислорода найдено, что коэффициенты стехиометрии неотожженных пленок обоих материалов варьируются от 0.5 до 1.8, причем менее управляемыми добавкой кислорода обнаружены области при  $x \approx 1$ . Данные по стехиометрии удовлетворяли результатам СЭ по определению показателя преломления, который для пленок SiOx менялся от 3.5 до 1.5 при указанных х. Исследования спектров КРС и ФЛ показали, что отжиг при температурах выше 900 и 700 °C, соответственно приводит к формированию нанокристаллов в пленках SiOx и GeOx. Формирование НК Si, в частности, наиболее четко проявилось после отжига при температурах 900-1100 °C для пленок SiOx, полученных при давлениях кислорода в пределах: от  $6 \cdot 10^{-5}$  до  $1.1 \cdot 10^{-4}$  тор.

В докладе обсуждаются детали эксперимента, различия свойств пленок обоих материалов, их различия в реакции на окисление и термообработку.

Работа выполнена при поддержке РФФИ, грант № 18-52-54002

- 1. Ищенко А.А., Фетисов Г.В., Асланов Л.А. *Нанокремний: свойства, получение, применение.* М.: Физматлит. 2012.
- Zschintzsch M. *et al.* // Nanotechnology. V. 22, 485303 (2011).

# Изучение динамики сдваивания ступеней при гомоэпитаксии на поверхности Si(100)

# М.Ю. Есин<sup>1</sup>, А.С. Дерябин<sup>1</sup>, А.В. Колесников<sup>1</sup>, А.И. Никифоров<sup>1, 2</sup>

<sup>1</sup>Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова СО РАН, пр. ак. Лаврентьева, 13, Новосибирск, 630090.

<sup>2</sup> Национальный исследовательский Томский государственный университет РАН, пр. Ленина, 36, Томск, 634050.

#### \*yesinm@isp.nsc.ru

В данной работе проведены исследования динамики сдваивания ступеней и восстановления исходной поверхности на подложках Si(100) (переход от двухдоменной к однодоменная структуре и обратно в двухдоменную структуру поверхности, соответственно). Изучения проведены путем анализа сверхструктурных рефлексов дифракции быстрых электронов (ДБЭ). Зависимости I<sub>2×1</sub>/I<sub>1×2</sub> рефлексов ДБЭ от времени после открытия и закрытия заслонки (в потоке атомов и после прерывания потока атомов, соответственно) получены в диапазоне температур подложки 450-800°С и скорости роста 0,1-0,51 Å/с. Было измерено время и количество осаждаемого материала при сближении ступеней и время восстановления в исходную поверхность. Полученный результат показывает, что помимо степени сближения ступеней, есть влияние и температуры подложки на динамику сдваивания ступеней.

#### Введение

В ранние годы Alerhand и др. [1] была рассчитана диаграмма вицинальной поверхности Si(001), показывающая области стабильности двуслойных и однослойных ступеней. Ступенчатая поверхность Si(001) с однослойными и двухслойными ступенями будет формироваться при определенных углах отклонения и температурах подложки Si(001). Ранее было показано [2; 3], что в области относительно низких температур происходит формирование однодоменной поверхности, а в области высоких температур – двухдоменной. Исследования динамики перехода от двухдоменной (моноатомные ступени) к однодоменной (двухатомные ступени) поверхности проводилось ранее авторами работ [4; 5], где основное внимание было уделено на разориентацию пластин Si(100). В нашей работе проведены исследования динамики перехода (сдваивания ступеней) при различных температурах подложки и скоростях роста.

# Методика эксперимента

Рост проводился в установке МЛЭ «Катунь-С», оснащенной электронно-лучевым испарителем для Si. Аналитическая часть камеры состоит из квадрупольного масс-спектрометра, кварцевого измерителя толщины и дифрактометра быстрых электронов с энергией 20 кэВ. Использовались подложки Si(100) с отклонением 0,5° в направлении [110].

### Результаты и обсуждение

Исследовалась динамика сдваивания ступеней при осаждении атомов Si на подложку Si(100) и восстановления поверхности после прерывания потока атомов Si. После процедуры подготовки поверхности Si(100) (нанесение химического окисла, удаление его в камере роста и роста буферного слоя Si 50 нм), подложка отжигалась при температуре 900°С в течение 40 минут (без потока атомов Si). В дальнейшем температура подложки равномерно уменьшалось. В диапазоне температур подложки 450 – 800oC и потоке атомов Si со скоростью роста 0,5 Å/c, проводились измерения интенсивностей сверхструктурных рефлексов, открывая и закрывая заслонку, данные представлены на рис. 1 а и б, соответственно. В следующей серии, температура подложки Si(100) была 600°С, а скорость роста увеличивалась 0,1→0,51 Å/с. На рис. 1 в и г показаны зависимости отношения интенсивностей рефлексов I<sub>2×1</sub>/I<sub>1×2</sub> от времени после открытия заслонки (в потоке атомов Si) и после закрытия заслонки (прерывание потока атомов Si), соответственно. После открытия заслонки отношение I<sub>2×1</sub>/I<sub>1×2</sub> увеличивается и происходит сближение ступеней. После закрытия заслонки отношение I2×1/I1×2 уменьшается и происходит восстановление поверхности с моноатомными ступенями. При увеличении температуры подложки, время и количество осаждаемого материала, за которое происходило сближение ступеней, увеличивалось, за исключением температур подложки 750°С и 800°С, при которых сближение было незначительным.

Время, за которое происходило восстановление поверхности, зависит от того насколько происходило сближение ступеней. Для сближения ступеней при низких скоростях роста осаждалось порядка 3 монослоя, в то время как при более высоких скоростях роста сближение происходило примерно после осаждения 1,5-2 монослоя. При меньших скоростях роста происходило более медленное восстановление поверхности.



Рис. 1. Зависимости отношения интенсивностей рефлексов I<sub>2×1</sub>/I<sub>1×2</sub> от времени

# Заключение

В данной работе проведены исследования динамики сдваивания ступеней и восстановления исходной поверхности на подложках Si(100). Зависимость количества осажденных монослоев при сближении ступеней от температуры имеет максимум при 700°С, а зависимость  $I_{2\times1}/I_{1\times2}$  от температуры имеет максимум при 600°С. Это указывает на то, что помимо степени сближения ступеней, есть влияние и температуры подложки. Время, за которое происходило восстановление поверхности, зависит от того насколько происходило сближение ступеней. Для сближения ступеней при низких скоростях роста осаждалось порядка 3 монослоя, при более высоких скоростях роста сближение происходило примерно после осаждения 1,5-2 монослоя. При меньших скоростях роста происходило более медленное восстановление поверхности.

Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ и Правительства Новосибирской области в рамках научного проекта №19-42-543010.

- 1. Alerhand O.L., Nihat Berker A., Joannopoulos J.D. *et al.* // PRL. 1990. V. 64. 20. 2406.
- Aizaki N., Tatsumi T. // Surf. Sci. 1986. 174. 658 (1986).
- Wierenga P.E., Kubby J.A., Griffith J.E. // PRL. 1987. V. 59. 19. 2169.
- Sakamoto K., Miki K., Sakamoto T. // Thin Solid Films. 1989. V. 183. 229.
- Sakamoto K., Sakamoto T., Miki K. // J. Electrochem. Soc. 1989. V. 136. 9. 2705.

# Расчёт примесных состояний в узкозонных полупроводниковых структурах методом матрицы рассеяния

М.С. Жолудев<sup>1, 2, \*</sup>, С.В. Морозов<sup>1, 2</sup>

<sup>1</sup> Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, д. 7, Нижний Новгород, 607680.

<sup>2</sup> Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского, пр.Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603022.

\*zholudev@ipmras.ru

Разработан метод расчёта энергий и волновых функций дискретных и резонансных состояний носителей заряда вблизи примесно-дефектных центов в узкозонных полупроводниках.

Заряженные примесно-дефектные центры оказывают существенное влияние на электрические и оптические свойства полупроводниковых структур. Их присутствие приводит к возникновению как локализованных состояний в запрещённой зоне, так и резонансных (квазилокализованных) состояний в непрерывном спектре. Вычисление энергий и волновых функций таких уровней является важной задачей, имеющей большое практическое значение. К настоящему моменту разработано множество подходов для количественного описания примесных состояний. В их число входят прямые вариационные методы [1, 2], разложение по ортонормированному базису [3, 4, 5], и численное решение на основе методов Рунге-Кутта [6].

В последнее время наблюдается возрастающий интерес к изучению примесных состояний в узкозонных полупроводниковых системах, таких как гетероструктуры с квантовыми ямами  $Hg_{1-x}Cd_xTe$  /  $Cd_yHg_{1-y}Te$  [5, 6]. Особенностью структур такого рода является необходимость учитывать большое количество близких по энергии зон при теоретических расчётах. Вследствие этого при численном решении уравнения Шрёдингера возникает сильная неустойчивость, связанная с экспоненциально растущими решениями, которая проявляется себя не только в запрещённой зоне, но и в области непрерывного спектра (см., например, работу [6]).

Для того, чтобы избежать подобных трудностей, при изучении туннелирования в многослойных структурах используется метод матрицы рассеяния [7], который обладает численной устойчивостью, благодаря явному разделению волн, распространяющихся в разных направлениях. Таким образом, экспоненциально убывающие и растущие решения рассматриваются отдельно, и вклад последних может быть подавлен.

Поскольку энергия состояния в данном методе является параметром, он особенно хорошо подходит для вычисления волновых функций непрерывного спектра. Это делает его весьма удобным для исследования не только локализованных, но резонансных состояний примесно-дефектных центров.

Применение метода матрицы рассеяния к системам с непрерывно меняющимся потенциалом уже исследовалось ранее [8, 9, 10]. При этом рассматривались задачи с одним уравнением, что, применительно к полупроводникам, соответствует приближению эффективной массы. В данной работе мы предлагаем обобщение данного подхода для многозонного приближения.

В качестве примера применения обобщённого метода мы рассмотрим узкозонный полупроводник  $Hg_{1-x}Cd_xTe$  с кулоновским акцептором в рамках модели Кейна в приближении сферической симметрии [6]. В рамках данной модели каждое состояние электрона имеет фиксированные значения полного углового момента *J*, его проекции *M* и орбитального момента *L* =  $J \pm 1/2$ . Волновая функция такого состояния в сферической системе координат однозначно задаётся вектором **f**(*r*) из трёх радиальных функций (при этом угловая зависимость описывается аналитически). Стационарное уравнение Шрёдингера при этом имеет следующий вид

#### $[\mathbf{\hat{H}}_0(r, \partial/\partial r) + V(r)]\mathbf{f} = E\mathbf{f}$

где  $\hat{\mathbf{H}}_0(r, \partial/\partial r)$  – гамильтониан однородного полупроводника в сферическом приближении, который представляет собой матрицу операторов размерности  $3 \times 3$ , а V(r) – потенциал примеси. Фактически мы имеем дело с системой из трёх обыкновенных дифференциальных уравнений второго порядка, у которой есть 6 линейно независимых решений.

Для применения матрицы рассеяния для системы уравнений [11] потенциал примеси аппроксимируется кусочно-постоянной функцией, заданной на отрезках, длина которых уменьшается по мере приближения к примесному центру. На каждом отрезке 6 линейной независимых решений могут быть найдены аналитически (в данном случае это будут комбинации сферических функций Бесселя). Эти решения группируются по направлению распространения (или затухания), что позволяет применить классический метод матрицы рассеяния [7] для вычисления всей волновой функции, составленной из отдельных кусков. Вблизи начала координат применение данного подхода как правило невозможно из-за особенности потенциала, поэтому здесь используется обобщённый метод Фробениуса [12]. При этом выбираются только три решения, не имеющие особенности при r = 0.

Отбор полученных решений осуществляется на основе их поведения при больших *r*. В непрерывном спектре часть из них будет осциллирующими, и их количество будет равно числу зон с заданной энергией. Остальные решению будут экспоненциально растущими и не имеющими физического смысла. В дискретном спектре нас интересует одно экспоненциально убывающее решение, которое существует только при определённых значениях энергии. Последнее обстоятельство позволяет определить положение дискретных примесных уровней.

Метод матрицы рассеяния уже достаточно давно применяется для решения задач как со ступенчатым, так и плавно меняющимся потенциалом. Он хорошо зарекомендовал себя благодаря своей численной устойчивости. В данной работе мы провели обобщение этого метода на случай систем дифференциальных уравнений произвольной размерности. Устойчивость и универсальность данного метода, который подходит для расчётов волновых функций как дискретного, так и непрерывного спектра, делают его весьма перспективным для количественного описания переходов с участием примесных состояний. Обобщённый метод, применимый к многозонным моделям, может использоваться для изучения локализованных и резонансных примесных состояний в полупроводниковых структурах на основе узкозонных и бесщелевых материалов.

Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда (грант № 19-72-00128).

- Mendelson K.S., James H. M. // J. Phys. Chem. Solids, V. 25, 729 (1964).
- Baldereschi A., Lipari N.O. // Phys. Rev. B, V. 8, 2697 (1973).
- Priester C., Allan G., Lannoo M. // Phys. Rev. B, V. 29, 3408 (1984).
- Козлов Д.В., Алёшкин В.Я., Гавриленко В.И. // ЖЭТФ, Т. 120, 1495 (2001).
- 5. Козлов Д.В., Румянцев В.В., Морозов С.В. *и др. //* ФТП, Т. 50, 1690 (2016).
- Жолудев М.С., Козлов Д.В., Куликов Н.С. и др. // ФТП, Т. 54, 695 (2020).
- Kei Ko D. Yuk and Inkson J.C. // Phys. Rev. B, V. 38, 9945 (1988).
- De Bianchi M.S. and M.D. Ventra // Eur. J. Phys. V. 16, 260 (1995).
- Ramirez C., Leon R. // J. Phys. Soc. Jpn., V. 86, 114002 (2017).
- Ramirez C., Gonzalez F.H., Galvan C.G. // J. Phys. Soc. Jpn., V. 88, 094002 (2019).
- Морозов С.В., Жолудев М.С. // Письма в ЖТФ, Т. 47, 26 (2021).
- Barkatou M., Cluzeau T., Bacha C.El. In Proc. of Mathematical Theory of Networks and Systems, (Budapest, Hungary, 2010), p.1059.

# Терагерцовое стимулированное излучение при оптическом резонансном возбуждении германия, легированного мелкими донорами

# Р.Х. Жукавин\*

Институт микрофизики РАН, ул. Академическая, 7, Нижний Новгород, 607680

#### \*zhur@ipmras.ru

Рассмотрены механизмы, ответственные за терагерцовое стимулированное излучение при резонансном внутрицентровом возбуждении мелких доноров в германии: инверсионный лазерный механизм (ИЛМ) и электронное вынужденное комбинационное рассеяние света (ЭВКР). Проведены оценки сечения ЭВКР в случае резонансного возбуждения нечетных уровней мелкого донора мышьяка в германии. Соотношение между интенсивностями ИЛМ и ЭВКР при возбуждении конкретного состояния определяется интенсивностью возбуждения.

### Введение

В настоящее время примесные центры в таких полупроводниках как германий и кремний вновь оказались в фокусе исследований. Это обстоятельство связано с возможностью создания различных устройств, использующих свойства, связанные с возможностью манипуляции когерентными состояниями методами квантовой оптики [1] и формированием инвертированных распределений в таких системах [2, 3]. В этом же ключе можно рассматривать возрожденный интерес к экситонам в полупроводниках [4, 5]. Этому способствует прогресс, достигнутый в степени очистки полупроводников от посторонних примесей и изотопов, а также развитие экспериментальной базы. В частности, использование лазеров на свободных электронах позволило определить время продольной релаксации Т<sub>1</sub> для состояний доноров и акцепторов в кремнии и германии [6-8], время поперечной релаксации Т<sub>2</sub> доноров кремнии [1], а также провести эксперименты по наблюдению фотонного эха при резонансном возбуждении доноров в кремнии. Полученные данные свидетельствуют о том, что время T<sub>1</sub> для состояния 2p<sub>0</sub> мышьяка в германии в несколько раз превышает аналогичные параметры для доноров в кремнии. Экспериментальные данные находятся в качественном согласии с результатами работы [3], где был оценены времена релаксации возбужденных состояний доноров мышьяка в германии, и показана возможность получении инверсии населенности на переходах 2p-1s(T<sub>2</sub>). Это обстоятельство позволяет надеяться на возможность получения некоторых эффектов, наблюдаемых ранее в кремнии, в частности, генерации стимулиро-

ванного терагерцового излучения при оптическом возбуждении. Расчет населенностей и интенсивности излучения проводился в рамках решения балансных уравнений, ограничившись трехуровневой схемой. С одной стороны, такой подход является известным упрощением, а с другой, - полученные ранее экспериментальные данные [8] указывают на возможный канал быстрой релаксации верхних возбужденных состояний доноров в германии, что может значительно снизить коэффициент усиления в случае использования фотоионизирующей накачки. Таким образом, оптимальным представляется внутрицентровое возбуждение определенных нечетных возбужденных состояний, при котором может реализоваться не только инверсионный механизм генерации, но также электронное вынужденное комбинационное рассеяние (ЭВКР).

### Модель, параметры и результаты

При расчете применялось решение системы балансных уравнений для трех уровней 1, 2 и 3 (основное состояние донора  $1s(A_1)$ ,  $1s(T_2)$ ,  $2p_0\backslash 2p_{\pm}$  соответственно, рис. 1) с населенностями n1, n2, n3, а также фотонов, имеющих энергии, близкие к энергии перехода 3-2. В качестве параметров использовались интенсивность возбуждения, добротность резонатора (соответствующее время жизни фотона в резонаторе  $10^{-8}$  с), времена релаксации уровней 3 и 2, взятые из эксперимента [8]: 800 пс и 160 пс соответственно и, как уже было сказано выше, близки к временам, полученным в результате расчета вероятностей испускания акустических фононов.



Рис. 1. Уровни мышьяка в германии, принятые к рассмотрению в случае резонансной накачки. Стрелки, направленные вверх, соответствуют квантам возбуждения, вниз – квантам излучения

Сечение для перехода 3-2 и 1-3 были взяты с использованием данных статьи [9]. Сечение ЭВКР рассчитывалось в приближении резонансного случая в соответствии с подходом работы [10] с использованием матричных элементов переходов 3-2 и 1-3 работы [9]. Получены зависимости сечений ЭВКР усиления при резонансной накачке уровней  $2p_0$  и  $2p_{\pm}$  от плотности потока возбуждения (рис. 2). При одинаковой интенсивности возбуждения сечение ЭВКР для случая резонанса с  $2p_{\pm}$  значительно (на два порядка) превышает таковое для  $2p_0$ . Эта разница, в основном, обусловлена отличием в матричных элементах участвующих переходов (фактор 3), входящих в степени 4 (пренебрегая отличием для состояний  $1s(A_1)$  и  $1s(T_2)$ .

Величина сечения усиления ЭВКР достигает 10-14 см<sup>2</sup> при интенсивностях порядка 2кВт/см<sup>2</sup>, что сравнимо с сечением поглощения на участвующих переходах. С одной стороны, использование меньших интенсивностей накачки пропорционально снижает сечение ЭВКР, однако сравнение малосигнальных коэффициентов усиления неинформативно, в случае, если усиление ЭВКР (произведение сечения на населенность основного состояния) превышает потери, хотя и уступает усилению ИЛМ. Как показали расчеты, в таком случае наиболее вероятен сценарий конкуренции, при котором развивающийся процесс ЭВКР начинает подавлять инверсию даже в случае более раннего выхода инверсионного лазера в нелинейный режим генерации.

Это очевидным образом объясняется виртуальным характером верхнего уровня в процессе рассеяния. Если принять за эффективные потери величину 0.01 см<sup>-1</sup>, то при концентрации  $10^{14}$  см<sup>-3</sup> «граница» существования ЭВКР оказывается в районе 100 Вт/см<sup>2</sup> в случае возбуждения состояния  $2p_{\pm}$  и 10 кВт/см<sup>2</sup> для  $2p_0$ . При меньших мощностях возбуждения реализуется только инверсионный лазерный механизм.



**Рис. 2.** Зависимость сечения ЭВКР от плотности потока возбуждения для двух частот возбуждения, ширина линии переходов, взятая для расчета – 0.1 мэВ

Работа выполнена при поддержке РНФ (проект 19-72-20163).

- 1. Litvinenko K.L., Bowyer E.T., Greenland P. *et al.* // Nature Communications, V. 6, 1 (2015).
- Pavlov S.G., Zhukavin R.Kh., Shastin V.N. *et al.* // Physica Status Solidi B, V. 250, 9 (2013).
- Цыпленков В.В., Шастин В.Н. // ФТП, т. 52, 1469 (2018).
- 4. Andrianov A.V., Zakhar'in A.O. // Physica Status Solidi B, V. 256, 1800496 (2019).
- Heckötter J., Freitag M., Fröhlich D. et al. // Physical Review B, V. 96, 125142 (2017).
- 6. Vinh N.Q., Redlich B., Van der Meer A.F.G. *et al.* // Physical Review X, V. 3, 011019 (2013).
- Deßmann N., Pavlov S.G., Pohl A. *et al.* // Applied Physics Letters, V. 106, 171109 (2015).
- Zhukavin R.Kh., Kovalevskii K.A., Choporova Yu.Yu et al. // JETP Letters, V. 110, 677 (2017).
- P. Clauws, J. Broeckx, E. Rotsaert *et al.* // Physical Review B, V. 38, 12377 (1988).
- 10. Khurgin J.B. // J. of Appl. Phys., V. 78, 7398 (1995).
- 11. Pavlov S.G., Deβmann N., Redlich B. *et al.* // Physical Review X, V. 8, 041003 (2018).

# Исследование устойчивых траекторий тока в полупроводниковых нановискерах

# A.A. Жуков<sup>1, \*</sup>, Ch. Volk<sup>2, 3</sup> Th.Schaepers<sup>2, 3</sup>

<sup>1</sup> Institute of Solid State Physics, RAS, Academician Ossipyan 2, Chernogolovka, 142432

<sup>2</sup> Peter Gruenberg Institut (PGI-9), Forschungszentrum, Juelich, 52425

<sup>3</sup> JARA-Fundamentals of Future Information Technology, Forschungszentrum, Juelich, 52425

\*azhukov@issp.ac.ru

Были проведены эксперименты по исследованию магнитотранспорта в нановискерах InN высокого качества в присутствии заряженного зонда атомно-силового микроскопа при температуре *T* = 4.2 К. Было показано, что в исследуемых нановискерах присутствуют слабые барьеры в области интерфейса металл-полупроводник. Кроме того, было продемонстрировано наличие устойчивых траекторий протекания электронов, которые смещаются во внешнем магнитном поле *B*>0.15T. Обсуждается проявление неполной эргодичности в исследуемых нановискерах.

### Введение

В последнее время исследование полупроводниковых нановискеров, таких как InAs и InN, представляют повышенный интерес. В случае сверхпроводящих систем на базе InAs он связан с возможным наблюдением нулевой майорановской моды [1], а в случае InN он, в частности, обусловлен крайне интересной особенностью геометрии электронной системы, которая представляет из себя полый цилиндр [2] с максимумом концентрации носителей на глубине менее 10 нм от поверхности нановискера. Магнитотранспорт нановискеров InN был исследован достаточно подробно, в том числе в наклонном магнитном поле [3].

При анализе данных по магнитотранспорту, как правило, считается, что наблюдаемые флуктуации проводимости являются так называемыми «универсальными флуктуациями проводимости», а сами нановискеры рассматриваются как полностью эргодические системы. Однако характерная экспоненциальная зависимость в спектре автокорреляций флуктуаций проводимости в вискерах InN обычно не наблюдается [4], не смотря на высокую концентрацию носителей и ожидаемый доминирующий диффузный транспорт.

В данном докладе представлены две экспериментально обнаруженные причины, по которым спектр флуктуаций может существенно отклоняться от экспоненциального, а именно наличие потенциальных барьеров на интерфейсе металл/полупроводник, а также наличие устойчивых траекторий протекания тока аналогичных шнурованию в двумерном электронном газе (GaAs/AlGaAs) [5]. Эксперименты проведены как методикой со сканирующим затвором атомно-силового микроскопа (ACM), так и методикой измерения спектроскопии в присутствии острия ACM.

### Методика эксперимента и экспериментальные результаты

В эксперименте использовались нановискеры InN, выращенные методом молекулярно-лучевой эпитаксии на подложке Si (111) в присутствии высокой концентрации азота при температуре  $475^{\circ}$ C. Далее, нановискеры были перенесены на подложку SiO<sub>2</sub> толщиной 100 нм, расположенной на допированном кремнии, который далее использовался в качестве заднего затвора. Контакты Au/Ti были изготовлены при помощи электронной литографии. Образец представляет из себя два параллельно лежащих вискера. Диаметр каждого вискера 40 нм, а расстояние между металлическими контактами 520 нм.

При температуре T = 4.2 К были проведены эксперименты по измерению электронного транспорта в присутствии проводящего острия АСМ при разных напряжениях на заднем затворе. Проводящее остриё АСМ было заземлено во всех экспериментах.

Даже при положении острия на высоте h=220 нм над поверхностью оксида кремния удается наблюдать наличие слабых барьеров на интерфейсе металл/полупроводник при напряжении на заднем затворе  $V_{BG}=11$  В.

Поскольку исследуемые нановискеры практически не имеют дефектов, которые можно было бы визуализировать имеющейся методикой сканирования заряженным острием атомно-силового микроскопа, за исключением приконтактных областей, для проявления эффекта влияния проводящего острия ACM была использована техника спектроскопии. В данной технике остриё ACM фиксировалось точно над образцом в центре нановискеров, т.е. вдали от контактных итерфейсов. После чего проводились измерения сопротивления образца по двухточечной схеме, изменяя напряжение на заднем затворе. Эксперименты проводились при различном расстоянии зонд-нановискер, а также при различных приложенных внешних магнитных полях, приложенных перпендикулярно кремниевой подложке.

Было показано, что в магнитном поле  $B \ge 150 \text{ мT}$  зависимости сопротивления от напряжения на заднем затворе практически совпадают при слабом изменении магнитного поля. Зависимости также практически не меняются при изменении положения острия ACM по высоте.

Ситуация существенным образом меняется в нулевом внешнем магнитном поле. В определенных интервалах по напряжению на заднем затворе сопротивление меняется как при варьировании высоты острия над поверхностью нановискера (h=20 нм, 70 нм и 120 нм), так и при слабом изменении внешнего магнитного поля от B=0 мТ до 15 мТ.

Следует отметить, что данное поведение невозможно описать в рамках простого влияния острия ACM на образец, поскольку при таком описании влияние острия должно расти при увеличении напряжении на заднем затворе, а наблюдаемые различия присутствуют лишь в определенных окнах значений  $V_{BG}$ .

Для описания наблюдаемых зависимостей мы предлагаем наличие шнурования тока в двумерном электронном газе на поверхности нановискера. При этом максимальное влияние острия на сопротивление нановискера будет тогда, когда шнур тока будет точно под острием. Такая позиция шнура ожидается лишь при определенных значениях напряжений на заднем затворе, что совпадает с полученными экспериментальными данными.

Очевидно, что прикладывание внешнего магнитного поля приведет к возникновению «скачущих траекторий», аналогично обычным двумерным системам, т.е. шнуры сместятся на боковые стороны нановискеров. Таким образом острие ACM перестанет влиять на сопротивление образцов при любом расстоянии от острия до поверхности образца, что также совпадает с полученными экспериментальными данными.

Наличие шнурование тока, а также надбарьерных отражений, видимо, и являются существенными причинами, по которым имеющийся спектр флуктуаций проводимости не является экспоненциальным также, как в исследуемых баллистических и диффузных двумерных структурах, а также диффузных нанопроводах [6], в которых из-за степенного поведения спектра флуктуации были отнесены не к «универсальным флуктуациям проводимости», а к, так называемым, «фрактальным флуктуациям проводимости».

#### Заключение

Были исследованы зависимости магнитотранспорта в нановискерах InN высокого качества в присутствии заряженного острия ACM. Полученные зависимости прекрасно описываются качественно при условии наличия шнурования тока в нановискерах, аналогично наблюдаемому шнурованию в двумерном электронном газе. Представляется, что надбарьерное отражение, которое приводит к возникновению стоячих волн и к осцилляциям магнитосопротивления, а также шнурование тока являются достаточными причинами наблюдения нетривиальных зависимостей спектра флуктуаций проводимости в нановисккерах InN. Такое поведение спектра флуктуаций может свидетельствовать о слабой эргодичности исследуемых структур.

Работа выполнена в рамках госзадания ИФТТ РАН.

- Lbrecht S.M., Higginbotham A.P., Madsen M. *et al.* // Nature, V. 531, 206 (2016).
- Mahboob I., Veal T.D., Piper L.F.J. *et al.* // Phys. Rev. B, V. 69, 201307(R) (2004).
- Richter Th., Bloemers Ch., Lueth Y. *et al.* // Nano Lett., V. 8, 2834 (2008).
- Bloemers Ch., Schaepers Th., Richter T. *et al.* // Phys. Rev. B, V. 77, 201301(R) (2008).
- Topinka M.A., Leroy B.J., Shaw S.E.J. *et al.*// Science, V. 289, 2323 (2000).
- Marlow C.A., Taylor R.P., Martin T.P. *et al.* // Phys. Rev. B, V. 73 195318 (2006).

# Структурный анализ халькогенидных плёнок As-S, легированных ионами Yb<sup>3+</sup>

# А.О. Жуков<sup>1</sup>, Д.А. Усанов<sup>1\*</sup>, А.В. Нежданов<sup>1§</sup>, М.А. Кудряшов<sup>1</sup>, А.И. Машин<sup>1</sup>

<sup>1</sup> Национальный исследовательский Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского, пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950. \*usanov@phys.unn.ru, §nezhdanov@phys.unn.ru

В работе представлены результаты исследования структуры пленок As-S, легированных ионами Yb<sup>3+</sup> в диапазоне концентраций от 0,6 до 8,4 ат. %, полученных методом плазмохимического осаждения из газовой фазы. Анализ проводился методами спектроскопии комбинационного рассеяния света и спектроскопии фотолюминесценции. Обнаружено, что изменение элементного состава приводит к изменению основных структурных единиц исследуемых пленок.

#### Введение

В настоящее время стекла, легированные ионами редкоземельных элементов, представляют интерес в связи с тем, что на их основе можно создавать различные активные устройства с множеством вариантов практического применения. Например, они могут являться активной средой в лазерах, оптических усилителях или служить основой для планарных устройств-детекторов излучения среднего ИК диапазона [1]. Халькогенидные стекла сульфидов, селенидов и теллуридов являются привлекательными материалами для использования их в качестве рабочей среды подобных устройств из-за широкого окна прозрачности (до 20 мкм), параметры которого зависит от состава стекла [2]. Однако, использование исследуемых нами материалов в оптических устройствах требует высокого уровня воспроизводимости свойств, в связи с чем большое значение имеет контроль над составом и структурой исследуемых материалов.

#### Методика эксперимента

Получение серии пленок As-S:Yb<sup>3+</sup> осуществлялось модифицированным методом PECVD, модернизированным для работы с веществами с высокими температурами плавления [3]. В качестве формирующих плёнку реагентов выступали атомы и ионы требуемых химических элементов. Элементный состав задавался температурами источников прекурсоров (160 °С для серы и 370-380 °С для мышьяка). Источник паров иттербия находился в области плазменного разряда. Аргон марки ВЧ использовался в качестве плазмообразующего (13.56 МГц, мощность 30 Вт) газа и газа-носителя при рабочем давлении 0.1 Торр. В качестве подложек использовался эпи-полированный сапфир (1102). Их температура во время процесса осаждения поддерживалась при 5 °С.

Полученные пленки исследовались методами спектроскопии фотолюминесценции и комбикомплексе национного рассеяния света на рамановской спектроскопии NTEGRA Spectra производства компании NT-MDT (г. Зеленоград) при комнатной температуре. Возбуждающее излучение фокусировалось 100х объективом с числовой апертурой 0.90. Спектры КРС были получены в схеме на отражение с разрешением 0.8 cm<sup>-1</sup>.

#### Результаты

Была получена и исследована серия аморфных пленок As-S:Yb<sup>3+</sup> с составами  $As_{32.7}S_{66.7}Yb_{0.6}$ ,  $As_{41.3}S_{55.5}Yb_{3.2}$  и  $As_{41.6}S_{50}Yb_{8.4}$ . В области 970 – 1020 нм были обнаружены линии фотолюминесценции (рис. 1), которые уже обсуждались ранее в работе [3].



Рис. 1. Спектр фотолюминесценции пленки As<sub>41.3</sub>S<sub>55.5</sub>Yb<sub>3.2</sub>, разложенный по функциям Гаусса, длина волны накачки 785 нм

Как известно, аморфные пленки As-S могут состоять из следующих основных структурных единиц: AsS<sub>3/2</sub>, As<sub>4</sub>S<sub>4</sub>, As<sub>4</sub>S<sub>5</sub>, As<sub>4</sub>S<sub>3</sub> и кластеров

 $S_2As$ -  $AsS_2$  [8]. В кристаллической форме соединения мышьяка и серы имеют следующие стабильные формы кристаллов:  $As_2S_3$  (орпимент),  $As_4S_4$  ( $\alpha$ - $As_4S_4$  – ре-альгар,  $\beta$ - $As_4S_4$  – боназзит),  $\gamma$ - $As_4S_4$  (парареальгар),  $\chi$ - $As_4S_4$ ,  $As_4S_5$  (узонит),  $As_4S_3$ (диморфит).



**Рис. 2.** Спектры КРС плёнок составов  $As_{41.6}S_{50}Yb_{8.4}$  (линия 1),  $As_{41.3}S_{55.5}Yb_{3.2}$  (линия 2) и  $As_{32.7}S_{66.7}Yb_{0.6}$  (линия 3), длина волны накачки 632.8 нм

На рис. 2 представлены спектры КРС полученных пленок As-S:Yb<sup>3+</sup>. Как мы можем увидеть, они несколько отличаются друг от друга при изменении состава. Наблюдается максимум на 340 см<sup>-1</sup> соответствующий колебаниям растяжения As-S-As в орпименте As<sub>2</sub>S<sub>3</sub> [4]. Также можно увидеть пик при 186 см<sup>-1</sup>, который может соответствовать кластерам  $S_2As - AsS_2$  [5] или структурным единицам  $As_4S_4$  [6]. Пик при 317 см<sup>-1</sup> соответствует AsS<sub>3</sub> [7], а при 380 см<sup>-1</sup> пирамилам взаимодействию этих пирамид [4]. Линии при 199 и 273 см<sup>-1</sup> соответствуют структурным единицам типа α-Аs<sub>4</sub>S<sub>3</sub> (диморфит) [8]. Пики при 235 и 360 см<sup>-1</sup> относятся к колебаниям структур  $\beta$ -As<sub>4</sub>S<sub>4</sub> (боназзит) [8] или, что касается пика на 235 см<sup>-1</sup>, колебаниям структур *ү*-Аs<sub>4</sub>S<sub>4</sub> (парареальгар) [9]. Так же наблюдаются пики от линейных цепочек -S-S- и колец S<sub>8</sub> на частотах 475 и 220, 495 см<sup>-1</sup> соответственно [4, 6].

Наблюдается уменьшение интенсивности пика при 317 см<sup>-1</sup>, соответствующего пирамидам  $AsS_3$ , что можно связать с уменьшением содержания серы в пленках. При этом интенсивность пика на 380 см<sup>-1</sup>, отвечающего за взаимодействие этих пирамид друг с другом, также уменьшается. Параллельно с этим, наблюдается увеличение полос при 340 и 360 см<sup>-1</sup>,

соответствующих структурам  $AsS_{3/2}$  и  $As_4S_4$ . Это можно объяснить уменьшением содержания серы по отношению к мышьяку, а также введением ионов  $Yb^{3+}$ . Однако иттербий-содержащие структуры обнаружены не были.

Из анализа спектров КРС можно сделать вывод, что пленки являются смесью из структурных элементов  $As_2S_3$ ,  $As_4S_4$ ,  $As_4S_3$ ,  $S_8$ ,  $AsS_3$ . При этом, по мере уменьшения содержания серы и увеличения содержания иттербия в пленках наблюдается изменение типа основных структурных единиц – от  $As_2S_3$  к структурам  $As_4S_4$ .

- Starecki F., Charpentier F., Doualan J., Quetel L., Michel K. *et al.* // Sensors and Actuators A: Physical, Elsevier, 2015. V. 207 (Part A), 518.
- Brilland L., Charpentier F., Troles J., Bureau B., Boussard-Plédel C., Adam J.L., Méchin D., Trégoat D. *et al.* // Proceedings of SPIE - The International Society for Optical Engineering, 2009.
- Usanov D.A., Nezhdanov A.V., Kudrya-shov M.A., Zhukov A.O., Ferrari M., Mashin A.I. // Research papers of the XX International Symposium "Nanophysics and Nanoelectronics" (March 10 - 13, 2020, Nizhny Novgorod), 2020. V. 2, 945.
- Mori T., Matsuishi K., Arai T. // Journal of Non-Crystalline Solids, 1984. V. 65, 269.
- Usanov D., Nezhdanov A., Kudryashov M., KrivenkovI., Markelov A., Trushin V., Mochalov L., Gogova D., Mashin A. // Journal of Non-Crystalline Solids, 2019. V. 513, 12.
- Eichinger I., Schmitz-Esser S., Schmid M., Fisher C.R., Bright M. // Environmental Microbiology Reports, 2014. V. 6, 364.
- Paiuk A.P., Stronski A.V., Vlček M., Gubanova A.A., Krys'kov T.A., Oleksenko P.F. // Proceedings of SPIE - The International Society for Optical Engineering, 2015.
- Němec P., Jedelsky J., Frumar M., Černošek Z., Vlček M. // J. Non-Cryst. Solids, 2005. V. 351, 3497.
- Frumar M., Polak Z., Cernosek Z.// Journal of Non-Crystalline Solids, 1999. V. 256&257, 105.

# Влияние нейтронного воздействия на характеристики низкобарьерных диодов Мотта

# И.Ю. Забавичев<sup>1,2\*</sup>, А.С. Пузанов<sup>1,2</sup>, Н.В. Востоков<sup>3</sup>, С.В. Оболенский<sup>1,2</sup>, В.А. Козлов<sup>3</sup>

<sup>1</sup> Филиал РФЯЦ ВНИИЭФ «НИИИС им. Ю.Е. Седакова», ул. Тропинина, 47, Нижний Новгород, 603950

<sup>2</sup> Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского, пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950

<sup>3</sup> Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, д. 7, Нижний Новгород, 607680

\*zabavichev.rf@gmail.com

Исследовано влияние нейтронного воздействия на характеристики низкобарьерных диодов Мотта. Из результатов расчета следует, что при увеличении потока частиц мощность кратных гармоник уменьшается, однако с ростом частоты сигнала данное влияние уменьшается

#### Введение

Диоды на основе низкобарьерного контакта Мотта являются перспективными детекторами миллиметрового диапазона за счет высокой чувствительности, достигаемой без использования постоянного смещения, прикладываемого к полупроводниковой структуре [1]. Низкая высота потенциального барьера контакта «металл-полупроводник» достигается за счет  $\delta$ -легированного слоя внутри *i*-области, расположенного в нескольких нанометрах от металлического контакта. Нейтронное воздействие на полупроводниковые элементы приводит к возникновению областей разупорядочения - кластеров радиационных дефектов, на которых рассеиваются носители заряда. Таким образом радиационное воздействие приводит к ухудшению умножительных свойств диода за счет уменьшения подвижности носителей заряда.

#### Математическая модель

На основании сферической модели потенциала рассеяния носителей заряда в твердом теле [2] полное сечение рассеяния вместе с концентрацией рассеивающих центров  $N_{cl}$  и скоростью подвижных носителей заряда v определяют частоту рассеяния  $\lambda$  в зависимости от энергии носителей заряда W в соответствии со следующим выражением:

$$\lambda(W) = N_{cl} \cdot \sigma_c(W) \cdot v(W) \tag{1}$$

Для оценки концентрации рассеивающих центров использовался подход [3], основанный на использовании усреднённого сечения взаимодействия нейтронов  $\sigma_n$  с атомами вещества:

$$N_{cl} = \sigma_n \cdot N_a \cdot F_n \tag{2}$$

где  $N_a$  – концентрация атомов вещества,  $F_n$  – поток нейтронов. В данной работе в качестве потенциала рассеяния для расчетов изменения транспорта носителей заряда был выбраны потенциал «жесткой сердцевины» [4]:

$$U(r) = \begin{cases} \infty, r < a \\ 0, r > a \end{cases}$$
(3)

где *a* – радиус сферы бесконечного потенциала определяется следующим выражением:

$$a = r_1 + r_2 \tag{4}$$
$$r_2 = \sqrt{\frac{\varepsilon \varepsilon_0 k_B T}{q^2 N_d}} \tag{5}$$

где  $r_1$  — размеры разупорядоченной области,  $r_2$  — размеры области пространственного заряда, определяемые длиной Дебая в материале, q — заряд электрона,  $N_d$  — концентрация легирующей донорной примеси,  $\varepsilon$  — диэлектрическая проницаемость среды,  $\varepsilon_0$  — диэлектрическая проницаемость вакуума,  $k_B$  — постоянная Больцмана, T — температура электронного газа.

Аналитическое выражение частоты рассеяния возможно для потенциала «жесткой сердцевины» описывается следующим соотношением [5]:

$$\lambda_{HS}(W) = 2\pi a^2 N_{cl} \sqrt{\frac{2W}{m_e}}$$
(6)

Для потенциала «жесткой сердцевины» угол рассеяния является случайным и не зависит от энергии носителей заряда. Дополнительный механизм рассеяния на кластерах радиационных дефектов учитывается при расчете изменения подвижности носителей заряда многочастичным методом Монте-Карло. Получившаяся зависимость подвижности от величины потока частиц используется при моделировании отклика тока диода Мотта на внешний гармонический сигнал с различной частотой колебаний в диффузионно-дрейфовом приближении. Влияние радиационного воздействия потока мгновенных нейтронов спектра деления оценивается по изменению отношения амплитуды кратных гармоник к амплитуде основной гармоники в спектре выходного сигнала.

### Результаты расчетов и их обсуждение

Расчеты выполнены для низкобарьерного диода Мотта, основанного на Al/GaAs контакте Шоттки. Размеры *i*-области и *n*<sup>+</sup>-области составляют 100 нм каждая. Концентрации примеси в *i*-области составляет  $10^{15}$  см<sup>-3</sup>, в  $n^+$ -области –  $10^{18}$  см<sup>-3</sup>. Эффективная барьера исследуемой структуры высота составляет 0,335 В. Расчеты изменения подвижности выполнены с помощью метода Монте-Карло. В качестве механизмов рассеяния в Г-, L- и Xдолинах учитывались акустические и оптические фононы, междолинное рассеяние, ударная ионизация и рассеяние на кластерах радиационных дефектов. Размеры кластеров радиационных дефектов выбраны в соответствии с [5] равными 11 нм. На рис. 1 представлены отношения спектральных составляющих второй гармоники к первой S<sub>2</sub>/S<sub>1</sub> и третьей гармоники к первой  $S_3/S_1$  в зависимости от частоты гармонического сигнала для случаев до и после воздействия потоков нейтронов мгновенного спектра деления  $10^{14}$  н/см<sup>2</sup> и  $5 \cdot 10^{14}$  н/см<sup>2</sup>. Из зависимостей, представленных на рис. 1, следует, что при увеличении потока частиц мощность кратных гармоник уменьшается, однако с ростом частоты сигнала влияние данного эффекта уменьшается.

#### Заключение

Продемонстрированные отличия могут оказать существенное влияние на корректность расчетной оценки реакции на воздействие потока мгновенных нейтронов спектра деления для перспективных полупроводниковых приборов микро- и наноэлектроники, в которых процессы переноса определяются в основном «горячими» носителями заряда.



Рис. 1. Зависимости отношений  $S_2/S_1$  и  $S_3/S_1$  от частоты сигнала: —  $S_3/S_1$  до облучения, —  $S_2/S_1$  до облучения, — –  $S_3/S_1$  после воздействия  $10^{14}$  ч/см<sup>2</sup>, – – –  $S_2/S_1$  после воздействия  $10^{14}$  ч/см<sup>2</sup>, – – –  $S_2/S_1$  после воздействия  $5 \cdot 10^{14}$  н/см<sup>2</sup>, – – –  $S_2/S_1$  после воздействия  $5 \cdot 10^{14}$  н/см<sup>2</sup>

Работа выполнена в рамках базовой части Государственного задания, проект 0729-2020-0057.

- Obolensky S.V., Murel A.V., Vostokov N.V., Shashkin V.I. // IEEE Transactions on electron devices. V. 58, N. 8. P. 2507 (2011).
- Зеегер С. Физика полупроводников. М.: Мир, 1977. 615 с.
- Пузанов А.С., Оболенский С.В., Козлов В.А. // В кн.: Научно-технический сборник «Радиационная стойкость электронных систем – Стойкость-2016» – М.: НИЯУ МИФИ, 2016, С. 69-70.
- Калин Б.А. *и др.* Физическое материаловедение. Том 4. Физические основы прочности. Радиационная физика твердого тела. Компьютерное моделирование. М.: МИФИ, 2008. 696 с.
- Киселева Е.В., Оболенский С.В. // Вопросы атомной науки и техники. Серия: физика радиационного воздействия на радиоэлектронную аппаратуру. 2004. №. 1–2. С. 46-48.

# Персистентные токи в мезоскопических неоднородных кольцах со спинорбитальным взаимодействием

# А.Р. Зайнагутдинов<sup>1, \*</sup>, А.В. Тележников<sup>1, §</sup>, Г.М. Максимова<sup>1</sup>

<sup>1</sup> Национальный исследовательский Нижегородский государственный университет им. Н. И. Лобачевского, пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950. \*zoya1066@mail.ru, §telezhnikov@phys.unn.ru

Электронные спектры и персистентные токи исследованы для одномерных кольцевых структур с пространственно-зависимым взаимодействием Рашбы, а также для колец со спин-орбитальным взаимодействием и внедренной точечной примесью (немагнитной или магнитной).

#### Постановка задачи

Низкоразмерные наноструктуры различной геометрии (проволоки, кольца) со спин-орбитальным взаимодействием (СОВ) Рашбы являются привлекательными физическими объектами с высоким потенциалом получения на их основе приборов спинтроники. Этот тип СОВ можно, в принципе, спроектировать, регулируя параметры изготовления конкретной гетероструктуры, а величиной взаимодействия Рашбы, характеризуемого параметром α, можно управлять с помощью небольших электродов [1]. Идея использования неоднородного СОВ для целей спинтроники рассматривалась в ряде публикаций (см., например, [2, 3]).

Большое количество теоретических и экспериментальных работ посвящено изучению квантовых кольцеобразных устройств, которые являются идеальными кандидатами для наблюдения интерференционных эффектов типа Ааронова-Бома, возникающих в этой двусвязной геометрии. Как известно, физические свойства таких систем при изменении магнитного потока Ф осциллируют с периодом порядка кванта потока Ф<sub>0</sub>.

Целью настоящей работы является изучение электронного спектра и персистентных токов неоднородных изолированных колец со спин-орбитальным взаимодействием Рашбы. При этом мы рассмотрим кольца, в которых неоднородность обусловлена пространственной зависимостью параметра Рашбы  $\alpha$  и кольца с однородным СОВ, но с точечными дефектами (немагнитная и магнитная примесь).

# Неоднородное спин-орбитальное взаимодействие

Мы рассматриваем одномерное кольцо, для которого параметр  $\alpha$  различен на двух его дугах ( $\alpha_1 \neq \alpha_2$ ). В частности, более подробно обсуждается гибридное кольцо, в некоторой части которого w СОВ полностью подавлено. Как было показано ранее, уровни энергии однородного кольца, пронизанного магнитным потоком, пересекаются при  $\Phi=0, \pm \Phi_0/2,$ а также при некоторых других внутренних значениях Ф<sub>к</sub>. Для гибридного кольца эти внутренние точки пересечения заменяются точками антикроссинга, так что система уровней в рассматриваемом интервале представляет собой набор неперекрывающихся дублетов. Как показывают расчеты, характерная ширина этих дублетов и расстояние между ними являются немонотонными функциями параметра Рашбы. В свою очередь, подавление СОВ на какой-то части кольца приводит к сглаживанию зависимости J(Ф) и уменьшению амплитудных значений тока (Рис.1а).

# Влияние примесей на спектр кольца со спин-орбитальным взаимодействием Рашбы

а) Рассмотрим теперь мезоскопическое кольцо с COB ( $\alpha$ =const), в котором неоднородность возникает из-за наличия локального дефекта, который может быть, например, шероховатостью или *немагнитной* примесью. Взаимодействие электрона проводимости с таким дефектом характеризуется безразмерной амплитудой V<sub>0</sub>: V( $\Theta$ )=V<sub>0</sub> $\delta(\Theta)$ . Такая модель взаимодействия позволяет получить уравнение, определяющее энергетические уровни кольца  $\varepsilon$ :



**Рис. 1.** Персистентный ток для 4-х электронов как функция магнитного потока: (а) гибридного кольца с w=π/4 при разных константах СОВ α<sub>1</sub>: 0.5 (штриховая синяя линия), 1 (штрихпунктирная зеленая линия), 2 (пунктирная черная линия), 0 (сплошная красная линия); (б) кольца с немагнитной примесью при разных амплитудах потенциала примеси V<sub>0</sub>: 0.5 (штриховая синяя линия), -2 (штрихпунктирная зеленая линия), 2 (пунктирная черная линия), 0 (сплошная красная линия); (в) кольца с магнитной примесью при разных значениях константы связи *I*: -1 (штрихпунктирная зеленая линия), 0.5 (пунктирная черная линия), 1 (штриховая синяя линия), 0 (сплошная красная линия). Параметр Рашбы *α* = 1

$$\cos 2\pi k + \frac{V_0}{2k}\sin 2\pi k = -\cos \pi \left(\mu \sqrt{1+\alpha^2} + 2\Phi / \Phi_0\right),$$

где  $k = \sqrt{\varepsilon + \alpha^2/4}$ , а  $\mu = \pm 1$  – параметр, характеризующий спиновые состояния электрона. Численное решение этого уравнения показывает, что при Ф=0 локальная примесь приводит к отталкиванию уровней, как и для кольца с неоднородным СОВ. При отрицательных значениях потенциала таких, что  $|V_0| > 2 / \pi$  с, самый низкий уровень отвечает энергии  $\varepsilon < -\alpha^2/4$ , а соответствующая собственная функция представляет собой суперпозицию двух эванесцентных состояний с комплексными волновыми векторами. В случае кольца, пронизанного магнитным потоком, уровни расщепляются так, что  $\varepsilon^{\mu}(\phi) = \varepsilon^{-\mu}(-\phi)$ , и спектр представляет собой набор дублетов. Для отрицательных значений потенциала, таких, что  $|V_0| > 2 / \pi$  расщепление низшего уровня, соответствующего эванесцентным состояниям, мало, и его энергия практически не зависит от величины Ф. Персистентный ток кольца с немагнитной примесью является гладкой функцией потока, а его амплитуда уменьшается с ростом потенциала примеси (Рис.1б). Ранее это было показано для полупроводниковых колец в отсутствие СОВ [4], а позже и для графеновых колец [5, 6]. Очевидно, что вклад эванесцентных состояний, отвечающих глубоким уровням, в ток мал.

б) Пусть теперь неоднородность обусловлена внедрением в кольцо с СОВ ( $\alpha$ =const) магнитной примеси со спином  $s^m = 1/2$ . Будем полагать, что спин электрона проводимости связан со спином примеси контактным обменным взаимодействием  $\hat{V}(\theta) = I\hat{\sigma} \cdot \hat{\sigma}^m \delta(\theta)$ . Анализ показывает, что существуют незапутанные спиновые состояния электрона и примеси, значения энергии которых определяются уравнением для немагнитной примеси с  $V_0 = I$ . Для запутанных состояний соответствующие уровни могут быть найдены из уравнения:

$$4k^{2} \left(\cos 2\pi k + \cos \pi \left(2\Phi/\Phi_{0} + \sqrt{1+\alpha^{2}}\right)\right) \times \left(\cos 2\pi k + \cos \pi \left(2\Phi/\Phi_{0} - \sqrt{1+\alpha^{2}}\right)\right) - 3I^{2} \sin^{2} 2\pi k - 4Ik \sin 2\pi k \left(\cos 2\pi k + \cos 2\pi \Phi/\Phi_{0} \cos \pi \sqrt{1+\alpha^{2}}\right) = 0$$

Зависимость персистентных токов от магнитного потока через кольцо представлена на Рис.1с.

Работа была поддержана Министерством науки и высшего образования РФ в рамках госзадания № 0729-2020-0058.

- Kohda M., Bergsten T., Nitta J. // J. Phys. Soc. Jpn., V.77, 031008 (2008).
- Gong S.J., Yang Z.Q. // J. Appl. Phys., V. 102, 033706 (2007).
- Baldo C., Villagonzalo C. // Physica E, V. 83,498(2016).
- Cheung H.F., Gefen Y., Riedel E.K. //IBM J. Res. Dev., V.32, 359 (1988).
- Ghosh S., Saha A. // Eur. Phys. J. B, V.87, 167 (2014).
- Azarova E.S., Maksimova G.M., Burdov V.A. // Physica E,V. 106, 140 (2019).

# Подвижность носителей заряда в тонкопленочных структурах с разными конструктивными параметрами

# Э.Г. Зайцева<sup>\*</sup>, О.В. Наумова<sup>§</sup>

Институт физики полупроводников им. А. В. Ржанова СО РАН, пр. Академика Лаврентьева, 13, Новосибирск, 630090. \*zayceva@isp.nsc.ru, §naumova@isp.nsc.ru

С помощью моделирования в программном пакете TCAD определены условия, обеспечивающие одинаковое распределение носителей заряда в тонкопленочных структурах с разными конструктивными параметрами. Это условия является необходимым для сравнения подвижности вблизи границ раздела тонкопленочных структур. Предложен метод определения этих условий в реальных структурах, основанный на использовании экспериментальных зависимостей порогового напряжения от напряжений на затворах тонкопленочных транзисторов и плотности индуцированных носителей заряда (в качестве параметра).

#### Введение

Подвижность носителей заряда µ<sub>eff</sub> является одним из ключевых параметров полупроводниковых структур, который позволяет анализировать свойства гетеросистем полупроводник/диэлектрик. Значение подвижности и доминирующий механизм рассеяния носителей заряда определяется их распределением относительно исследуемых границ раздела (ГР), которое задается значением эффективного электрического поля Eeff. Поэтому при анализе гетеросистем используются, как правило, полевые зависимости подвижности µ<sub>eff</sub>(E<sub>eff</sub>). Проблемой применения концепции полевой зависимости подвижности в структурах на основе тонких пленок является взаимосвязь потенциалов границ раздела, или coupling-эффект [1,2]. В результате этого эффекта одно и то же значение E<sub>eff</sub> может быть получено при разных комбинациях потенциалов на гетерограницах, а значит, будет соответствовать разному распределению носителей заряда в пленках [3]. Как следствие, условием корректного сравнения подвижности в тонкопленочных структурах является не фиксированное значение эффективного поля, а одинаковое распределение носителей заряда в пленках. Цель работы состояла в определении условий, при которых в тонкопленочных структурах с разными конструктивными параметрами создается одинаковое распределение носителей заряла.

#### Метод расчета

В среде TCAD моделировались тонкопленочных КНИ МОП-транзисторы (см. вставка рис.1а) трех типов, у которых один из конструктивных параметров (толщина пленки t<sub>si</sub>, толщина верхнего t<sub>ox</sub> или скрытого t<sub>вох</sub> диэлектриков) варьировался, а два других имели фиксированные значения: 1) t<sub>si</sub> =(20-50) нм при t<sub>ox</sub> =t<sub>BOX</sub>= 200 нм; 2) t<sub>BOX</sub> = (50-200) нм при t<sub>si</sub>=30 нм, t<sub>ox</sub> =200 нм; 3) t<sub>ox</sub> = (50-200) нм при t<sub>si</sub>=30 нм, t<sub>вох</sub> =200 нм. Концентрация акцепторной примеси N<sub>a</sub> в пленках КНИ составляла 2·10<sup>16</sup> см<sup>-3</sup>. В качестве управляющего затвора использовался BGзатвор (рис.1а). Электронный канал проводимости индуцировался вблизи границы раздела пленка/BOX. Напряжение на дополнительном TGзатворе (V<sub>tg</sub>) использовалось в качестве параметра и позволяло изменять режим пленки вблизи ГР Si/Ox от инверсии до обогащения. В программе SDevice рассчитывались Ids(Vbg) зависимости при разных значениях  $V_{tg}$ , а так же распределения концентрации электронов N(tsi) и их подвижности µ(t<sub>Si</sub>) по пленке при разных значениях V<sub>tg</sub> и  $V_{bg}$ . На основе  $I_{ds}(V_{bg})$  характеристик были получены зависимости пороговых напряжений V<sub>th</sub> от  $V_{tg}$ . Интегрированием  $N(t_{Si})$  и  $\mu(t_{Si})$  зависимостей рассчитывались зависимости эффективной подвижности µ<sub>eff</sub> от плотности индуцированных носителей заряда N<sub>e</sub>.

#### Результаты и обсуждение

На рис. 1 представлены  $V_{th}(V_{tg})$ ,  $N(t_{si})$  и  $\mu_{eff}(N_e)$  зависимости для КНИ МОП-транзисторов с разной толщиной пленки  $t_{si}$ . При режиме обогащения и инверсии (область А и С, рис.1а) распределение электронов не зависит от  $V_{tg}$  из-за экранирования потенциала ГР Si/Ox индуцированными носителями заряда. В этом режиме зависимости  $N(t_{si})$  в пленок разной толщины различаются. При обеднении



**Рис. 1.** Зависимости (a) V<sub>th</sub>(V<sub>tg</sub>), (b) N(t<sub>Si</sub>) и (c) µ<sub>eff</sub>(N<sub>e</sub>) для КНИ МОП-транзисторов с разной толщиной t<sub>Si</sub>, нм: 50 (незаполненные символы), 30 (наполовину заполненные символы), 20 (заполненные символы), t<sub>ox</sub>=200 нм, t<sub>BOX</sub> =200 нм. На вставке – схематическое изображение моделируемого КНИ МОП-транзистора. Область А соответствует режиму обогащения, В – режиму обеднения, С – режиму инверсии

пленки со стороны TG-затвора (область B, рис. 1а) распределение носителей заряда в пленках изменяются в зависимости от  $V_{tg}$ . Как видно из рис. 1с, в результате перераспределения носителей заряда в пленках разной толщины значения подвижности могут различаться практически в 2 раза при одних и тех же значениях  $V_{tg}$ , если пленки находятся в разных режимах. Анализ N( $t_{si}$ ) зависимостей показал, что для пленок разной толщины распределение носителей совпадает при одинаковых значениях  $V_{tg}$ , обеспечивающих режим B-обеднение пленок со стороны TG-затвора, и при одинаковой плотности индуцированных носителей заряда N<sub>e</sub>, определяемой комбинацией  $V_{tg}$  и V<sub>bg</sub>.

Зависимости  $V_{th}(V_{tg})$ ,  $N(t_{si})$  и  $\mu_{eff}(N_e)$  были получены также для КНИ МОП-транзисторов с разной толщиной окислов  $t_{ox}$  и  $t_{BOX}$ . Было установлено, что в транзисторах с разной толщиной  $t_{ox}$   $N(t_{si})$  зависимости совпадают при напряжениях  $V_{tg}$ , обеспечивающих одинаковые значения порогового напряжения  $V_{th}$ .

В структурах с разной толщиной  $t_{BOX}$  зависимости N( $t_{si}$ ) совпадают при одинаковом напряжении на TG-затворах. Сравнение подвижности в таких транзисторах корректно при V<sub>tg</sub>, соответствующих режимам обеднения и/или обогащения пленки со стороны TG-затвора. Полученные условия суммированы в табл. 1. **Таблица 1.** Условия, обеспечивающие одинаковое распределение носителей заряда в пленках в n+-p-n+ КНИтранзисторах с разными конструктивными параметрами.

параметр	Условия		
tsi	<ol> <li>одинаковые значения N<sub>e</sub></li> <li>режим обеднения пленки</li> <li>одинаковые значения V<sub>tg</sub></li> </ol>		
t <sub>ox</sub>	1) Одинаковые значения №	3) фиксированное значение V <sub>th</sub>	
tвох	<ol> <li>2) режим обеднения или обогащения пленки</li> </ol>	3) одинаковые значения V <sub>tg</sub>	

### Заключение

Одинаковое распределение свободных носителей в пленках является необходимым условием для сравнения подвижности в тонкопленочных структурах. Результаты исследований показали, что одинаковое распределение носителей в пленках контролируются такими параметрами как  $V_{tg}$  или  $V_{th}$ ,  $N_e$ , и режимом пленки со стороны поверхности, противоположной тестируемой. Экспериментально эти условия могут быть определены на основе зависимостей порогового напряжения от напряжения на дополнительном затворе тонкопленочных транзисторов.

- Cristoloveanu S., Bawedin M., Ionica I. // Solid-State Electron., V. 117, 10 (2016).
- Rudenko T., Nazarov A., Kilchytska V., Flandre D. // Solid-State Electron., V. 117, 66 (2016).
- S. Cristoloveanu, N. Rodriguez, F. Gamiz // IEEE Trans.Electron Devices, V. 57, 1327 (2010).

# Наноструктурирование Bi и Sb электрохимическим осаждением в поры анодного оксида алюминия на ниобиевый оксидный интерфейс

# Я.А. Захаров<sup>1, \*</sup>, А.Н. Плиговка<sup>1</sup> , А.А. Позняк<sup>1</sup>

<sup>1</sup> Белорусский государственный университет информатики и радиоэлектроники, ул. П. Бровки, 6, Минск, Республика Беларусь, 220013. \*zakharov.ian1@gmail.com

В данной работе методом электрохимического анодирования был сформирован ниобиевый оксидный интерфейс в основании пор анодного оксида алюминия и электрохимически осаждены Ві и Sb на данный интерфейс, исследованы морфология и электрофизические свойства полученных наноструктур.

#### Введение

В настоящее время всё больше внимания привлекает к себе область нанотехнологий, связанная с формированием и исследованием нанопроводов Bi и Sb (НВС). Это обусловлено тем, что полуметаллические HBC, а также их комбинации обладают улучшенными свойствами, например, термоэлектрической эффективностью, что может быть использовано для изготовления таких новых приборов микрои наноэлектроники, как рН электроды [1] и сенсоры [2]. Одним из методов наноструктурирования Ві и Sb является электрохимическое осаждение в поры анодного оксида алюминия (АОА). Однако осаждение Bi и Sb в поры АОА затруднено изза наличия барьерного слоя. Решением данной проблемы может быть использование проводящего ниобиевого оксидного интерфейса (НОИ), расположенного в основании пор АОА [3].

В данной работе путём электрохимического осаждения в поры АОА на НОИ были сформированы наноструктурированные Ві и Sb, изучена их морфология, а также их электрофизические свойства (ЭФС).

#### Методика эксперимента

На кремниевые пластины методом магнетронного напыления были нанесены двухслойные системы Al/Nb (1500/200 нм). Перед электрохимическим осаждением Bi и Sb предварительно был сформирован HOИ. Общая схема формирования HOИ представлена в работе [4]. Анодирование слоев алюминия и ниобия проводили в 0,2 М водном растворе винной кислоты при стационарном напряжение 250 В в двухэлектродной ячейке из политетрафторэтилена. Высота столбиков наноструктурированного НОИ составила 535 нм. Для формирования НВС были выбраны два состава на водной основе: 1) 0,13 M BiCl<sub>3</sub>, 1,2 M NaCl, 1 M HCl для Bi; 2) 0,16 M SbCl<sub>3</sub>, 0,6 M C<sub>4</sub>H<sub>6</sub>O<sub>6</sub> для Sb. Чтобы растворы не обеднялись ионами Bi и Sb во время осаждения, угольные аноды подготавливали заранее, предварительно осаждая на них данные вещества. После электрохимического осаждения проводили исследование морфологии полученных наноструктур с помощью оптической и сканирующей электронной микроскопий.

Для исследования ЭФС проводилось напыление контактных площадок из никеля через маску площадью 0,8×0,8 мм<sup>2</sup>. В качестве ЭФС исследовали вольт-амперные характеристики (ВАХ) и температурные коэффициенты сопротивления (ТКС). Для получения усредненных данных ЭФС снимались с различных контактных площадок. При измерении BAX диапазоны напряжений находились в пределах -42 - 42 В для Ві и - 39 - 39 В для Sb. При превышении данных границ, происходило разрушение HBC. ТКС измерялись при температурах 20, 40, 60 и 80 °С. Контроль температурой проводили с помощью термопары типа К.

#### Результаты и обсуждение

По методике, указанной выше, были сформированы нанопровода висмута и сурьмы методом элекрохимического осаждения в поры АОА на НОИ. Как видно из кинетики тока осаждения (рис. 1, *a*), Sb осаждалась равномерно, что подтверждает СЭМ-

номерности

изображение полученной наноструктуры (рис. 1,  $\delta$ ). Результат исследования ЭФС показал (рис. 1,  $\epsilon$ ), что для полученной наноструктуры с осажденной Sb BAX на различных контактных площадках, имеют нелинейный характер, а также имеют близкие по значению величины в пределах одного порядка, что говорит о высокой равномерности оса-



**Рис. 1.** Кинетика осаждения, СЭМ-изображения и электрофизические свойства наноструктурированного Sb: а – кинетика тока при осаждении Sb, б – СЭМ-изображение наноструктурированного Sb, в – ВАХ наноструктурированного Sb, г – ТКС наноструктурированного Sb

#### Заключение

Таким образом, проведенные исследования позволили без дополнительной обработки AOA травлением барьерного слоя провести осаждение Bi и Sb, тем самым наноструктурировав их в HBC. Исследования электрофизических свойств показали нелинейность BAX и нелинейный TKC HBC, что характеризует их полупроводниковую природу.

#### Литература

 Chang P.C., Chen H.Y., Ye J.S. *et al.* // Chem-PhysChem., V. 8 (1), 57 – 61 (2007).

ждения. При исследовании ТКС (рис. 1, г) было

замечено что зависимости НВС повторяют вид сво-

их исходных объемных материалов, предполагает-

ся, что благодаря наноструктурированию есть воз-

можность управлять его величиной. Данные зако-

наблюдается

и в случае

также

с наноструктурированным Ві.

- Avdić A., Lugstein A., Schöndorfer C.// Applied Physics Letters, V. 95 (22), 223106 (2009).
- Pligovka A., Lazavenka A., Gorokh G. // IEEE Transactions on Nanotechnology, V. 18 (125), 790-797 (2019).
- Gorokh G.G., Pligovka A.N., Lozovenko A.A. // Techn. Phys. V. 64 (11), 1657-1665 (2019).

# Атомная структура и оптические свойства слоёв CaSi<sub>2</sub>, выращенных на CaF<sub>2</sub>/Si подложках

В.А. Зиновьев<sup>1, \*</sup>, А.В. Кацюба<sup>1</sup>, В.А. Володин<sup>1,2</sup>, А.Ф. Зиновьева<sup>1, 2</sup>, С.Г. Черкова<sup>1</sup>, Ж.В. Смагина<sup>1</sup>, А.В. Двуреченский<sup>1,2</sup>, А.Ю. Крупин<sup>3</sup>, О.М. Бородавченко<sup>4</sup>, В.Д. Живулько<sup>4</sup>, А.В. Мудрый<sup>4</sup>

<sup>1</sup> Институт физики полупроводников им. А. В. Ржанова СО РАН, пр. Лаврентьева, 13, Новосибирск, 630090

<sup>2</sup> НГУ, ул. Пирогова, 1, Новосибирск, 630090

<sup>3</sup> НГТУ, пр. К. Маркса, 20, Новосибирск, 630073

<sup>4</sup> ГО «НПЦ НАН Беларуси по материаловедению», ул. П. Бровки, 19, Минск, 220072

\*zinoviev@isp.nsc.ru

В данной работе проведено исследование особенностей роста, а также структурных и оптических свойств слоёв CaSi<sub>2</sub>, сформированных в процессе последовательного осаждения Si и CaF<sub>2</sub> на подложку Si(111) при одновременном облучении пучком ускоренных электронов. Спектры комбинационного рассеяния света, снятые в областях воздействия электронным пучком, продемонстрировали пики характерные для кристаллических слоев CaSi<sub>2</sub>. Исследование морфологии поверхности формируемых структур показало, что рост слоёв CaSi<sub>2</sub> в условиях электронного облучения происходит по двумерно-слоевому механизму. Спектры фотолюминесценции, измеренные в областях, модифицированных электронным пучком, имеют существенные отличия от спектров, снятых вне области облучения.

#### Введение

В последнее время растет интерес к созданию слоев силицидов металлов на кремниевых подложках. Это интерес связан с потенциальной возможность получения графеноподобных кремниевых структур. Ожидается, что эти материалы будут иметь электронную структуру с прямой запрещенной зоной, что должно приводить к эффективной фотолюминесценции в видимом диапазоне. Недавно было обнаружено, что слои кремния, интеркалированные в CaSi<sub>2</sub>, проявляют электронные свойства, характерные для графеноподобных материалов [1]. В данной работе проводится исследование особенностей роста, а также структурных и оптических свойств слоёв CaSi<sub>2</sub>, сформированных с использованием облучения пучком ускоренных электронов в процессе осаждения CaF<sub>2</sub> на подложку Si(111) [2]. Согласно имеющимся данным, облучение электронами в процессе эпитаксиального роста CaF<sub>2</sub> на кремниевой подложке приводит к явлению радиолиза, т.е. диссоциации фторида кальция на фтор и кальций. Фтор может легко десорбироваться с поверхности растущей пленки, а оставшийся Са вступает в химическую связь с Si, который при достаточно высоких температурах роста (>350°C) поступает на поверхность растущего слоя за счёт термически активируемой диффузии из нижележащих слоёв Si. В результате происходит формирование CaSi<sub>2</sub>.

#### Методика эксперимента

Методом молекулярно-лучевой эпитаксии на подложках Si(111) при температуре 550°С были сформированы два типа структуры. Первая структура представляла собой 10 нм слой CaF<sub>2</sub>, поверх которого осаждался тонкий слой Si толщиной 0.3 нм (~1 бислой), который затем закрывался 3 нм слоем СаF<sub>2</sub>. Вторая структура была аналогична первой, но содержала 10 бислоёв Si, разделённых слоями CaF<sub>2</sub> толщиной 3 нм. В течение всего времени осаждения проводилось облучение электронным пучком в кристаллографическом направлении [110] с ускоряющим напряжением 20 кэВ, и плотностью тока 50 мкА/см<sup>2</sup>. Угол падения электронного пучка по отношению к поверхности не превышал 2°. Скорости осаждения CaF<sub>2</sub> и Si составляли 0.3 и 0.1 Å/с, соответственно. Созданные структуры исследовались методами атомно-силовой микроскопии (АСМ), комбинационного рассеяния света (КРС) и фотолюминесценции (ФЛ).

## Результаты и обсуждение

При создании многослойных структур мы предполагали, что осаждение тонких слоёв Si поверх CaF<sub>2</sub> должно облегчить процесс формирования двумерных слоев CaSi<sub>2</sub> в условиях облучения электронным пучком, что и подтвердилось в эксперименте. В областях воздействия электронным пучком на поверхности формируются светлые полосы с характерным металлическим блеском. На рис. 1 представлены АСМ сканы поверхности (рельеф и фазовый контраст) 10-слойной структуры в местах воздействия электронным пучком. Из представленных изображений следует, что рост плёнки в условиях облучения пучком ускоренных электронов происходит по двумерно-слоевому механизму. Согласно данным полученным методом АСМ минимальная высота ступеньки между двумя последовательно растущими слоями составляет около 1.6 нм, что близко к постоянной кристаллической решётки полиморфной фазы CaSi<sub>2</sub> с 3-слойным трансляционным периодом (tr3 - модификация) [3].



Рис. 1. АСМ сканы поверхности выращенной 10-слойной структуры в области воздействия электронным пучком: (а) – рельеф и (б) – фазовый контраст

Спектры КРС, снятые в областях воздействия электронным пучком, имеют существенные отличия от спектров КРС, полученных на плёнках CaF<sub>2</sub>. Наблюдаются три пика при 418, 388 и 346 см<sup>-1</sup>, характерные для кристаллических слоев CaSi<sub>2</sub> [2]. Так же при комнатной температуре были исследованы люминесцентные свойства созданных структур. Фотовозбуждение носителей заряда осуществлялось лазером с длиной волны 473 нм. Спектры ФЛ, измеренные в областях, модифицированных электронным пучком и вне их, имеют существенные отличия. В спектрах ФЛ, снятых на облученных областях, наблюдается широкий пик излучения с максимумом при 570 нм (рис. 2). Данный пик может быть связан с излучательной рекомбинацией фотовозбуждённых носителей, которые локализуются на ловушках на границе раздела фаз  $CaSi_2$  и  $CaF_2$ . Вне области облучения электронным пучком, наблюдается широкий пик с максимумом при 675 нм, который может быть обусловлен излучательной рекомбинацией носителей заряда, локализованных в тонких слоях Si, встроенных в диэлектрическую матрицу  $CaF_2$ .



Рис. 2. ФЛ спектры от структуры с 1 бислоем Si, измеренные в области облучения пучком электронов (кривая I) и вне области облучения (кривая II). Температура измерений - 300К. Использовался лазер с длиной волны 473 нм

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (грант № 20-52-00016) и БРФФИ (грант №Ф20Р-082).

- Noguchi E., Sugawara K., Yaokawa R. *et al.* // Adv. Mater. V. 27, 856 (2015).
- Kacyuba A.V., Dvurechenskii A.V., Kamaev G.N., Volodin V.A., Krupin A.Y. // Mater. Lett. V. 268, 127554 (2020).
- Vogg G., Brandt M.S., Stutzmann M., Albrecht M. // J. of Crystal Growth V. 203, 570 (1999).

# Резонансное отражение света оптической решеткой экситонов сформированной 100 квантовыми ямами InGaN

А.А. Иванов<sup>1,2,\*</sup>, В.В. Чалдышев<sup>1,2,§</sup>, Е.Е. Заварин<sup>1</sup>, А.В. Сахаров<sup>1</sup>, В.В. Лундин<sup>1</sup>, А.Ф. Цацульников<sup>3</sup>

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

<sup>2</sup> Санкт-Петербургский политехнический университет Петра Великого, Политехническая ул., 29, Санкт-Петербург, 195251

<sup>3</sup> НТЦ Микроэлектроники РАН, ул. Политехническая, 26, Санкт-Петербург, 194021

\*aleksei98.ivanov@gmail.com, §chald.gvg@mail.ioffe.ru

Экспериментально исследованы спектры отражения и пропускания света периодической полупроводниковой гетероструктуры со 100 квантовыми ямами InGaN/GaN при комнатной температуре, когда период структуры соответствует условию брэгговского резонанса на частоте квазидвумерных экситонов. Численное моделирование оптических спектров, основанное на методе матриц переноса, позволило определить параметры экситонов в квантовых ямах InGaN.

#### Введение

Периодическая модуляция диэлектрической проницаемости среды приводит к брэгговской дифракции распространяющихся в ней электромагнитных волн. Такая модуляция может быть обеспечена как за счет изменения показателя преломления в слоистых структурах (брэгговские диэлектрические отражатели), так и за счет электронных возбуждений, например экситонов в периодической системе квантовых ям (резонансная брэгговская структура, РБС). В РБС электромагнитное связывание индивидуальных экситонов приводит к формированию сверхизлучающей оптической моды [1]. Так как экситоны в квантовых ямах, чувствительны к внешним воздействиям, например приложению электрического поля, то открывается возможность управлять отражением света, управляя параметрами экситонного резонанса в среде.

Наиболее важными физическими параметрами в реализации явления коллективного возбуждения системы экситонов светом являются энергия связи экситонов и их радиационное затухание. В системах на основе квантовых ям GaAs и InGaAs эти параметры малы и суперизлучательная экситонполяритонная мода наблюдалась лишь при криогенных температурах [2,3]. Энергия связи экситонов в объемном GaN составляет 26 мэВ [4], поэтому коллективный экситон-поляритонный резонанс в РБС на основе квантовых ям InGaN удалось наблюдать при комнатной температуре [5], что является важнейшим фактором для использования суперизлучательной моды экситонных поляритонов в оптических и оптоэлектронных приборах.

# Образец



#### Рис. 1. Дизайн структуры

Структура (рис. 1) была изготовлена с использованием метода газофазной эпитаксии из металлоорганических соединений и имеет некоторую неоднородность толщины слоев. Вращение пластин во время процесса роста не использовалось, поэтому структура намеренно имеет некоторый градиент толщины слоя и концентрации In, следовательно, оптические свойства разных областей образца отличаются друг от друга. Период структуры составляет (74±1.8) нм, толщина КЯ ~ 2 нм. Для того, чтобы повысить структурное совершенство активной области образца, между резонансной брэгговской структурой и сапфировой подложкой выращен буферный слой GaN толщиной ~ 3 мкм.

### Результаты

Оптические свойства, наблюдаемые при совпадении экситонного и брэгговского резонансов, исследовались путем настройки брэгговской длины волны, которая зависит от угла падения света в соответствии с формулой:

$$\lambda_{Br} = 2d \sqrt{n_{eff}^2 - \sin^2 \varphi} \tag{(41)}$$

На рис. 2 и 3 показаны экспериментальные (а) и расчетные (б, в) спектры отражения и пропускания для S-поляризованного света, падающего под углом 20°. Расчет выполнялся как с учетом экситонного резонанса (б), так и без (в). Сравнение спектров позволяет сделать вывод, что периодическая решетка экситонов дает основной вклад в отражение света РБС.



**Рис. 2.** Спектр отражения при угле падения 20°: эксперимент (а) и расчет с учетом (б) и без учета (в) экситонов

В спектре отражения наблюдается доминирующая особенность (391.6 нм), обусловленная брэгговской дифракцией света на системе квантовых ям. Из-за отклонений толщины слов структуры от точной периодичности главный брэгговский максимум окружен боковой дифракционной картиной. В расчете толщина структуры задавалась по 10 подряд расположенных квантовых ям одной толщины в данной выборке. Помимо резонансных особенностей на рис. 2 и 3 наблюдаются осцилляции Фабри-Перо, которые имеют значительную амплитуду в длинноволновой области спектра и затухают в области коротких длин волн при приближении к краю фундаментального поглощения GaN.



**Рис. 3.** Спектр пропускания при угле падения 20°: эксперимент (а) и расчет с учетом (б) и без учета (в) экситонов

Мы учли тот факт, что валентная зона в полупроводниках со структурой вюрцита расщеплена на три близко расположенных подзоны, поэтому в расчете использовались экситоны A, B и C типа с энергиями 3.15, 3.2 и 3.23 эВ соответственно (на рисунке указаны стрелками). Наиболее подходящие параметры расчетов: параметр радиационного уширения –  $(0,18\pm0,02)$  мэВ для A и B экситонов,  $(0,1\pm0,02)$  мэВ для C экситона, параметр безызлучательного уширения экситонов при комнатной температуре 50 мэВ.

#### Заключение

Продемонстрировано резонансное усиление оптического отражения при комнатной температуре в периодической экситонной решетке InGaN/GaN. Получено хорошее согласие экспериментальных спектров с количественными теоретическими расчетами. Определены параметры А, В и С экситонов в КЯ.

- Ивченко Е.Л., Несвижский А.И., Йорда С. // ФТТ. 1994. V. 36, 1156.
- Hübner M. et al. // Phys. Rev. Lett. 1999. V. 83, 2841.
- Hayes G.R. et al. // Phys. Rev. Lett. 1999. V. 83, 2837.
- Rodina A.V. *et al.* // Phys. Rev. B 2001. V. 64, 115204.
- Chaldyshev V.V. *et al.* // Appl. Phys. Lett. 2011. V. 99, 251103.

# Радиационной стойкость источника субтерагерцового излучения из гетеродина на генераторе на диоде Ганна и умножителя на полупроводниковой сверхрешетке

А.С. Иванов<sup>1</sup>, Д.Г. Павельев<sup>2</sup>, В.А. Козлов<sup>2, 3</sup>, С.В. Оболенский<sup>1, 2</sup>, Е.С. Оболенская<sup>2</sup>.

<sup>1</sup> АО «НПП«Салют», ул. Ларина, 7, Нижний Новгород, 603950

<sup>2</sup> Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского, пр. Гагарина 23, Нижний Новгород, 603950

<sup>3</sup> Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, д. 7, Нижний Новгород, 607680

\* ivanov.2582@yandex.ru

Произведена оценка радиационной стойкости источника субтерагерцового излученияиз генератора на диоде Ганна(ГДГ) и умножителя на полупроводниковой сверхрешетке(ППСР) GaAs/AIAs к гамма облучению различных уровней доз(0,5 кГр, 2 кГр, 10 кГр). Аналитически оценена зависимость выходной мощности от частоты субтерагерцового источника излучения до после и после облучения.

### Введение

Создание портативного с потреблением порядка нескольких ватт источника субтерагерцового диапазона является одним из путей решения задач беспроводной передачи сигнала с пропускной способностью канала порядка нескольких Тбит/сек и построения системы мониторинга в космическом пространстве. Олним ИЗ таких источников излучения является прибор составе в гетеродина на ГДГ и умножителя на ППСР. Возможность умножения терагерцового излучения

обусловлена наличием на вольт-амперной характеристике участка с отрицательным дифференциальным сопротивлением.

# Подготовка эксперимента

В качестве активного элемента для ГДГ был применен ганновский диод аналогичный 3А763 разработки АО НПП «Салют», г. Нижний Новгород.



Рис. 1. Зависимости мощности от частоты для ДГ до и после облучения. а–0,5 кГр, б–2 кГр, в–10 кГр

Основная частота подобных диодов лежит в 8-мм диапазоне. Для изучения рабочих параметров диодов Ганна(ДГ) смоделирована и изготовлена измерительная камера. Особенности конструкции камеры позволяют устанавливать диод в полость отрезка перестраиваемого волновода без осуществления пайки активного элемента в пределах нескольких минут, и в результате измерять характеристики ДГ для исследования радиационной стойкости неразрушающим методом. Диод устанавливается в камеру с помощью цангового зажима. Введение режекторного фильтра в запредельном для основной частоты волноводе максимально развязывает контуры по основной частоте и по второй гармонике основной частоты для осуществления независимой настройки по выходной частоте и мощности. Указанные достоинства технологической камеры расширяют область применения разработанной оснастки для проведения межоперационного контроля и сортировки выпускаемых изделий на серийном производстве.

#### Методика эксперимента

Измерение частоты генерации и мощности ДГ производились по типичной схеме, описанной в работе [1]. После проведения измерений ДГ были подвергнуты ү облучению с суммарными дозами в 0,5 кГр, 2 кГр и 10 кГр, соответственно. Анализ результатов до и после облучения: для дозы 0,5 кГр характерно расширение рабочей полосы частот на 7 % в сравнении с параметрами до облучения, для дозы в 2кГр – сужение полосы частот на 3,8 %, для 10 кГр – расширение на 6 %. После облучения γ-квантами наблюдается уменьшение выходной мощности ДГ для большей части полученных зависимостей.

В статье [2] получены характеристики интенсивности гармоник УЧ на СР в диапазоне частот 0,4 – 6,5ТГц, в [3] приводится исследование радиационной стойкости диодов на ППСР GaAs/AlAs. Таким образом, радиационная стойкость источника субтерагерцового излучения в составе из гетеродина на ГДГ и УЧ на ППСР в целом будет оцениваться:



**Рис. 2.** Зависимость мощности от частоты источника субтерагерцового излучения до и после облучения

# Результаты и обсуждения

В ходе подготовки эксперимента по изучению радиационной стойкости источника субтерагерцового диапазона изготовлена измерительная камера.

Новизна рассматриваемой камеры заключается в возможности измерения рабочих параметров для исследования радиационной стойкости: температурной стабильности, надежности функционирования изделия и определения параметров ДГ для проведения компьютерного моделирования.

В статье приведены зависимости выходной мощности от частоты ГДГ до и после облучения гаммаквантами различных интенсивностей (0,5 кГр, 2 кГр, 10 кГр). На основе измерений рабочих характеристик ГДГ и теоретических результатов радиационной стойкости полупроводниковой сверхрешетки сделаны выводы о радиационной стойкости к гамма облучению источника субтерагерцового излучения в целом.

- Иванов А.С., Оболенский С.В. // В кн.: Труды III Российско-Белорусской конференции "Современная элементная база радиоэлектроники и её применение" им. О.В. Лосева, 2017. с. 20-22.
- Иванов А.С., Павельев Д.Г., Кошуринов Ю.И., Панин А.Н., Вакс В.Л., Гавриленко В.И., Антонов А.В., Устинов В.М., Жуков А.Е. // Физика и техника полупроводников, 2012, т. 46, № 1, с.125-129.
- Павельев Д.Г., Васильев А.П., Козлов В.А., Оболенская Е.С. // Физика и техника полупроводников, 2018, т. 52, №11, с. 1337-1345.

# Синтез и свойства гетероструктурных AlGaAs/Ge нитевидных нанокристаллов

И.В. Илькив<sup>1, 2, \*</sup>, К.П. Котляр<sup>1, 2</sup>, Д.А. Кириленко<sup>3</sup>, И.П. Сошников<sup>1, 3</sup>, В.О. Гридчин<sup>1</sup>, А.Н. Терпицкий<sup>1</sup>, Р.Р. Резник<sup>1</sup>, Г.Э. Цырлин<sup>1, §</sup>

<sup>1</sup> Санкт-Петербургский Академический университет РАН им. Ж.И. Алфёрова, ул. Хлопина, 8/3, Санкт-Петербург, 194021

<sup>2</sup> Санкт-Петербургский государственный университет, Университетская набережная, 7–9, Санкт-Петербург, 199034

<sup>3</sup> Физико-технический институт им. Иоффе, ул. Политехническая, 2, Санкт-Петербург, 194021

\*fiskerr@ymail.com §george.cirlin@mail.ru

В работе экспериментально исследована возможность синтеза методом молекулярно-пучковой эпитаксии гетероструктурных AlGaAs/Ge нитевидных нанокристаллов (HHK) типа ядро-оболочка. Исследованы морфологические и структурные свойства полученных наноструктур. Продемонстрировано, что слой Ge в процессе роста на боковых поверхностях AlGaAs HHK формируется в гексагональной вюрцитной фазе. Введение

Полупроводниковые наноструктуры на основе германия (Ge) в гексагональной вюрцитной фазе уже несколько десятилетий привлекают все неослабевающее внимание. Значительный интерес обусловлен тем, что в отличие от объемного<sup>о</sup> алмазоподобного вюрцитный Ge характеризуется прямозонной энергетической структурой [1]. Благодаря этому, наностуктуры на основе вюрцитного Ge могут демонстрировать эффективную излучательную способность [2], что открывает широкие перспективы их применения в рамках существующей КМОП технологии для создания светоизлучателей, фотодетекторов и т.п.

Существующие подходы, применяемые для получения вюрцитных Ge структур основаны на рекристаллизации аморфных пленок при термическом отжиге и/или пластической деформации под высоким давлением, лазерной абляции, ионной имплантации и т.п. [3-4]. Тем не менее, таким способом могут быть получены лишь одиночные кластеры. Один из многообещающих подходов основан прямом синтезе тонких слоев вюрцитного Ge с помощью темплейтов, в качестве могут быть использованы полупроводниковые АЗВ5 ННК с вюрцитной кристаллической структурой.

В данной работе будут представлены результаты исследования эпитаксиального роста Ge тонких пленок на боковых поверхностях AlGaAs HHK.

#### Методика эксперимента

Рост полупроводниковых наноструктур осуществлялся в едином технологическом цикле методом молекулярно-пучковой эпитаксии. Массивы вюрцитных  $Al_{0.3}Ga_{0.7}As$  ННК были синтезированы на подложках Si(111) с использованием золота в качестве катализатора роста. Далее на поверхность ННК проводилось осаждение Ge в течение 20 мин ( $V_{Ge}$ =0.2 Å/c) при температуре подложки 360 С. После этого температура подложки поднималась до 500 С и осуществлялся рост покровного  $Al_{0.3}Ga_{0.7}As$ слоя. После этого осуществлялось исследование свойств полученных образцов с помощью методов растровой электронной микроскопии (РЭМ) и просвечивающий электронной микроскопии (ПЭМ).

## Результаты и обсуждение

На рис. 1 представлены РЭМ изображения полученных Al<sub>0.3</sub>Ga<sub>0.7</sub>As массивов ННК И Al<sub>0.3</sub>Ga<sub>0.7</sub>As/Ge/Al<sub>0.3</sub>Ga<sub>0.7</sub>As ННК типа ядрооболочка. ННК в массивах имеют одинаковую высоту 2.4 мкм. При этом средний диаметр ННК при формировании оболочек увеличился с 50 нм до 75 нм. Также было обнаружено, что в результате осаждения оболочек изменилась морфология вершин ННК и сформировались «флажки» (рис. 1.б). Повидимому, это было вызвано изменением направления роста ННК из-за сваливания капли катализатора с вершины ННК на одну из его боковых граней во время осаждения Ge.



Рис. 1. РЭМ изображения массивов AIGaAs HHK (а) и AIGaAs/Ge/AIGaAs HHK (б)



ПЭМ изображение одиночного AlGaAs/Ge/AlGaAs гетероструктурного ННК, лежащего на боковом ребре, представлено на рис. 2. Видно, что синтезированные ННК действительно обладают сложной структурой типа ядро/оболочка/оболочка.

При этом толщина слоя Ge составила 2 нм. Анализ полученных картин микродифракции показал, что Ge обладает чистой вюрцитной кристаллической структурой.

Таким образом, формируемый в процессе роста на боковых гранях ННК слой Ge наследует кристаллическую структуру AlGaAs.

Рис. 2. ПЭМ изображение одиночного AlGaAs/Ge/AlGaAs HHK. На вставке приведена картина микродифракции из области, обозначенной стрелкой

Работа была выполнена при финансовой поддержке Министерства науки и высшего образования в части Государственного задания №0791-2020-0003.

- Rödl C., Furthmüller J., Suckert J.R. *et al.* // Physical Review Materials, 2019, V. 3, 034602.
- Faradaly E.M., Dijkstra A., Suckert J.R. *et al.* // Nature, 2020, V. 580, 205-209.
- Zhang Y., Iqbal Z., Vijayalakshmi S. *et al.* // Solid state communications, 2000, V. 115, 657-660.
- 4. Vincent L., Patriarche G., Hallais G. *et al.* //Nano letters, 2014, V. 14, 4828-4836.

# Структурные свойства тонких пленок кристаллического топологического изолятора Pb<sub>0.7</sub>Sn<sub>0.3</sub>Te на кремнии

# А.К. Кавеев<sup>1,\*</sup>, Д.Н. Бондаренко<sup>1</sup>, О.Е. Терещенко<sup>2</sup>

1 ФТИ им. А.Ф.Иоффе, ул. Политехническая, 26, Санкт-Петербург, 194021

<sup>2</sup> Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова СО РАН, пр. Лаврентьева, 13, Новосибирск, 630090

\*kaveev@mail.ioffe.ru

В работе проведен подбор и оптимизация технологических параметров роста методом молекулярно-лучевой эпитаксии тонких слоев Pb<sub>0.7</sub>Sn<sub>0.3</sub>Te толщиной до 300 нм, выращенных на поверхности Si(111) при температурах 230-400°C, изучена морфология поверхности полученных пленок, определены эпитаксиальные соотношения. Показано, что в зависимости от температуры роста морфология поверхности имеет вид от гладких островов микронного размера, имеющих на поверхности моноатомные ступени, до более узких террас.

# Введение

Новое научное направление, связанное с исследованием топологических изоляторов (ТИ), является динамично развивающейся областью в физике твердого тела. Известен класс т.н. кристаллических ТИ на основе соединений типа  $Sn_xTe_{1-x}$  и Pb<sub>1-</sub>  $_xSn_xTe$ , в которых топологическая защищенность поверхностных состояний определяется кристаллической симметрией. В настоящее время большая часть исследований свойств ТИ связана с объемными кристаллами и толстыми пленками. Получение тонких сплошных малодефектных пленок ТИ привлекательно с точки зрения уменьшения шунтирующего влияния объема на поверхностную проводимость.

# Полученные результаты и обсуждение

В зависимости от температуры нанесения пленки, морфология поверхности выращенных на Si(111) образцов различна. Измерения методом атомносиловой микроскопии показали, что во всех случаях имеет место режим роста Странского-Крастанова. Вместе с тем форма и размер возникающих объектов различны. При относительно низких температурах (230°C) наблюдается образование террас (см. рис. 1 (а), толщина пленки 300 нм). Средняя высота террас 1.25 нм (т.е. две постоянных решетки), средний латеральный размер 400-500 нм.

При повышении температуры происходит переход от террас к большим плоским островам, имеющим



а






Рис. 1. Морфология поверхности пленки Pb<sub>0.7</sub>Sn<sub>0.3</sub>Te/Si(111), нанесенной при температуре 230°C (скан 6700×6700×16 нм, покрытие 300 нм (а)), и при температуре 350°C (сканы 7400×7400×130 нм, покрытие 300 нм (б) и 2700×2700×120 нм, покрытие 150 нм (в)). На вставке – пример моноатомных ступеней, разрешенных на отдельном острове

средний латеральный размер по крайней мере в 1-2 микрона (рис. 1 (б, в)), что превосходит результаты по латеральным размерам островов для эпитаксиальных пленок ван-дер-Ваальсовых ТИ на основе  $Bi_2Se_3$  [1]. Средняя высота острова 8-10 нм (т.е. 13-15 постоянных решетки). Острова имеют тенденцию к сращиванию при увеличении количества осаждаемого материала. Поверхность островов атомно гладкая, с признаками моноатомных ступеней (см. вставку в рис. 1 (б)). Дальнейшее повышение температуры приводит к реиспарению материала с подложки. В частности, при температуре 375°С остается не более половины осажденного материала, а при температуре 400°С материал практически полностью реиспаряется с поверхности.

Наличие тонких тяжей на картинах дифракции быстрых электронов (ДБЭ) подтверждает гладкость островов. Анализ картин ДБЭ и сопоставление с результатами измерений рентгеновского дифракционного анализа (РДА) позволили установить эпитаксиальные соотношения, которые справедливы во всем диапазоне ростовых температур: (001) Pb<sub>0.7</sub>Sn<sub>0.3</sub>Te ||(111) Si, [100] Pb<sub>0.7</sub>Sn<sub>0.3</sub>Te ||[2-1-1] Si. Относительное рассогласование постоянных решеток составляет около 4% в указанном направлении. что, по-видимому, достаточно мало, чтобы обеспе-

чить формирование гладких напряженных слоев, разбитых, однако на структурные домены.

Также сравнение полученных данных РДА при температурах 230°С и 350°С показывает незначительное смещение дифракционных максимумов в сторону меньших углов при повышении температуры, что говорит об увеличении постоянной решетки  $Pb_{0.7}Sn_{0.3}Te$ , т.е. о возможном изменении стехиометрического состава в сторону уменьшения относительного количества олова (в ряде  $Pb_{1-x}Sn_xTe$  постоянная решетки растет с уменьшением значения *x*).

Для исследования влияния небольших девиаций постоянной решетки подложки был проведен отдельный эксперимент по нанесению Pb0.7Sn0.3Te на поверхность Si(111) с использованием буферного слоя CaF<sub>2</sub>. Известно [2], что данный материал имеет идентичную кремнию кристаллическую решетку типа флюорита, близкую кремнию постоянную решетки (5.46 Å) и при нанесении на кремний наследует ориентацию основных кристаллографических осей. Анализ картин ДБЭ позволил определить эпитаксиальные соотношения для этого случая: (111) Pb<sub>0.7</sub>Sn<sub>0.3</sub>Te ||(111) Si, [1-21] Pb<sub>0.7</sub>Sn<sub>0.3</sub>Te ||[2-1-1] Si. Как видно, эти соотношения иные, чем в случае непосредственного роста на кремнии. Подобное изменение взаимной ориентации пленки и подложки можно отнести к тому, что постоянная решетки СаF<sub>2</sub> больше таковой у кремния, и рассогласование с Pb<sub>0.7</sub>Sn<sub>0.3</sub>Te (17%) уже достаточно большое, чтобы от режима роста Странского-Крастанова перейти к режиму роста Вольмера-Вебера.

Полученный результат демонстрирует возможность создания методом МЛЭ сплошных тонких пленок Pb<sub>0.7</sub>Sn<sub>0.3</sub>Te и позволяет перейти к дальнейшему изучению электрофизических свойств этих пленок.

Работа поддержана грантом РНФ № 17-12-01047, выполнена с использованием оборудования ЦКП "материаловедение и диагностика в передовых технологиях" при частичной финансовой поддержке Министерства образования и науки РФ.

- Lee A. Walsh, Christopher L. Hinkle, // Appl. Mat. Today, 2017, V. 9, 504–515.
- Cheetham A.K., Fender B.E.F., Cooper M.J. // J. Phys. C, 1971, V. 4, 3107-3121.

## Формирование нитридных гетероструктур с квантовыми ямами InN\InGaN методом ПА МПЭ на сапфире

М.А. Калинников<sup>\*</sup>, Д.Н. Лобанов, Б.А. Андреев, К.Е. Кудрявцев, Л.В. Красильникова, П.А. Юнин, П.А. Бушуйкин, Е.В. Скороходов, А.Н. Яблонский, А.В. Новиков, З.Ф. Красильник

Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, д. 7, Нижний Новгород, 607680. \*kalinnikov@ipmras.ru

В работе представлены результаты исследований особенностей формирования и фотолюминесценции нитридных гетероструктур с квантовыми ямами InN/InGaN в зависимости от их состава и толщин.

#### Введение

Для продвижения рабочего диапазона источников излучения на основе нитридов металлов III группы в инфракрасный диапазон необходимо развитие технологии получения InN и тройных соединений InGaN с высоким содержанием In. Особый интерес представляет формирование гетероструктур с квантовыми ямами (КЯ) InN/In<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>N, позволяющих за счёт локализации носителей заряда усилить оптическое излучение [1]. Однако, вследствие большого рассогласования параметров решёток  $(a_{InN}/a_{GaN} \sim 1.11)$ , формирование таких структур ведет к возникновению больших упругих напряжений в структуре и может приводить к генерации высокой плотности дислокаций. Кроме того, благодаря поляризационным эффектам в направлении [0001], приводящим к эффекту Штарка, происходит пространственное разделение носителей заряда внутри КЯ. Поэтому, несмотря на улучшение локализации носителей заряда с увеличением толщины КЯ вероятность излучательной рекомбинации может падать.

В связи с этим актуальной задачей является нахождение оптимальных параметров структур с КЯ InN/InGaN (толщин и составов) для усиления интенсивности излучательной рекомбинации в них.

#### Методика эксперимента

Рост нитридных гетероструктур с КЯ InN/InGaN проводился на подложках Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>(0001) методом ПА МПЭ. На данных подложках последовательно выращивались высокотемпературные буферные слои AlN (200 нм) и GaN (700 нм). Далее осуществлялся

рост релаксированного буферного слоя In<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>N толщиной ~ 100 нм, с содержанием In x = 76 - 10087 %, при температурах роста 440°С – 460 °С. На заключительном этапе формировалась сверхрешетка (СР) с КЯ InN/InGaN, согласованная с буферным слоем по среднему за период параметру решётки. Рост СР осуществлялся методом MME (metal modulation epitaxy), представляющий из себя циклический рост с переменной подачей потоков металлов. Рост СР начинался с осаждения барьерного слоя InGaN в металлообогащенных условиях. Затем потоки металлов прерывались, и происходил рост КЯ InN, где источником металла являлся излишек накопленного на ростовой поверхности металлического In. Связывание металла в процессе роста контролировалось по смене картины дифракции быстрых электронов. Далее описанный цикл роста повторялся. Поток азота (2.5 sccm) и мощность разряда (130 Вт) оставались неизменными в процессе роста СР. Выращенные образцы исследовались методами сканирующей электронной микроскопии (СЭМ), рентгенодифракционного анализа (РДА) и фотолюминесценции (ФЛ).

#### Результаты и обсуждение

Исследования методами СЭМ показали, что слои с СР InN/InGaN являются сплошными с гладкой морфологией поверхности (рис. 1).

Анализ спектров рентгеновской дифракции демонстрирует наличие периодической структуры InN/InGaN (рис. 2) во всех исследуемых образцах. Поскольку РДА определяет период, а также средний состав СР InN/InGaN, толщины КЯ InN определялись исходя из калибровок скоростей потоков Ga, In и активной компоненты азота. Дополнительным способом определения толщины КЯ было время связывания In, накопленного при осаждении барьерного слоя InGaN в металлообогащенных условиях, при выдержке поверхности роста под потоком активного азота. Это время определялось по смене картины дифракции быстрых электронов. В результате состав барьерных слоев СР In<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>N варьировался от х (In) = 68 до 83 %, а толщина КЯ InN от 1 до 5 нм. В результате исследований РДА было обнаружено, что в СР InN/InGaN с содержанием In в барьерах 80 ± 3 % плотность прорастающих дислокаций начинает существенно увеличиваться с 3×10<sup>10</sup> см<sup>-2</sup> для образцов с толщиной КЯ 1-3 нм до  $6 \times 10^{10}$  см<sup>-2</sup> для образца с толщиной КЯ 4 нм и  $> 10^{11}$  см<sup>-2</sup> для образца с толщиной КЯ 5 нм. Это говорит о начале пластической релаксации упругих напряжений в СР через генерацию дислокаций с ростом толщины КЯ InN.



Рис.1. СЭМ снимок структуры с СР InN/InGaN



**Рис 2**. Спектры рентгеновской дифракции образцов с СР InN/InGaN. В названии образца указаны: период СР, толщина КЯ, % In в барьере In<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>N

В спектрах ФЛ СР InN/InGaN наблюдается один пик, который смещается в сторону меньших энергий при увеличении толщины КЯ (рис. 3). Зависимость положения пика ФЛ от толщины КЯ позволяет связать его с сигналом от КЯ InN, а его смещение – со сдвигом уровней размерного квантования носителей заряда к краям зон КЯ. Наблюдаемое падение интенсивности сигнала ФЛ от КЯ с увеличением их толщины (рис. 3) обусловлено увеличением плотности прорастающих дислокаций, а также усилением эффекта Штарка.

Для СР с толщиной КЯ ~ 3 нм наблюдалось снижение плотности дислокаций с  $1.8 \times 10^{11}$  см<sup>-2</sup> до  $3.4 \times 10^{10}$  см<sup>-2</sup>, при увеличении содержания In в барьерном слое с 70 до 85 %, что вызвано уменьшением рассогласования постоянных решеток барьерного слоя и КЯ. Снижение плотности дислокаций привело к увеличению интенсивности сигнала ФЛ от КЯ InN (рис. 3).



**Рис 3.** Спектр спонтанной ФЛ образцов при оптической накачке непрерывным лазером

Была выявлена высокая температурная стабильность сигнала ФЛ от структур с КЯ InN. Несмотря на высокую плотность дислокаций и эффект Штарка, падение интенсивности сигнала ФЛ КЯ InN при увеличении температуры от 77 К до 300 К составляло 3-5 раз, в то время как температурное гашение сигнала ФЛ InN слоев в этом же температурном диапазоне на порядок больше. Это указывает на хорошую пространственную локализацию носителей заряда в КЯ In вплоть до комнатных температур.

Работа выполнена с использованием оборудования ЦКП «Физика и технология микро- и наноструктур».

#### Литература

1. Veal T.D. et al. // CRC Press, 2011.

## Сетка топологических каналов в HgTe квантовых ямах критической толщины

#### **З.Д. Квон<sup>1,2</sup>**

<sup>1</sup>Институт физики полупроводников СО РАН, пр.Лаврентьева, 13, Новосибирск, 630090.

<sup>2</sup> Новосибирский государственный университет, Пирогова,2, Новосибирск, 630090

Представлены результаты экспериментального исследования квантового транспорта через сетку топологических каналов, возникающей в HgTe квантовых ямах критической толщины из-за флуктуаций толщины ямы.

#### Введение

Квантовые ямы на основе НgTe благодаря тому, что их свойства полностью определяются релятивистскими эффектами, оказались в последние 10-15 лет объектами интенсивных исследований, так как на их основе можно реализовать ряд принципиально новых низкоразмерных электронных систем. Особое место среди них занимают ямы критической толщины, так как в них реализуется двумерный вейлевский полуметалл с линейным спектром дираковских электронов и дырок. Недавно было показано [1], что из-за наличия флуктуаций толщины квантовой ямы в дираковской точке такого полуметалла может возникать сетка топологических геликоидальных каналов, которые расположены на границах между частями ямы с прямым спектром и частями с инверсным спектром. Изложению результатов экспериментального исследования такой сетки посвящена данная работа.

#### Эксперимент

В качестве экспериментальных образцов служили специальные полевые холловские структуры, позволяющие одновременно измерять транспортный отклик при переходе от макроскопических (несколько сот микрон) к мезоскопическим масштабам (несколько микрон). Они были изготовлены на основе HgTe квантовых ям толщиной (6.4 - 6.6) нм с помощью плазмохимического травления и последующего нанесения диэлектрических слоев SiO<sub>2</sub> и Si<sub>3</sub>N<sub>4</sub>. Финальной операцией было напыление Ti/Au затвора. Измерения проводились в диапазоне температур 0.2 К - 4.2 К и в магнитных полях до 1 Т.

#### Основные результаты

Теория [1] предсказывает, что величина сопротивления сетки должна быть близка к кванту кондактанса, то есть e<sup>2</sup>/h. Проведенные на нескольких десятках образцах измерения проводимости показали, что эксперимент дает заметно (в 2–3 раза) более высокое значение кондактанса. Этот факт связан с тем, что топологические каналы имеют конечную ширину, что приводит к росту числа перколяционных путей. Детальное исследование эффекта Холла в окрестности дираковской точки обнаружило его подавление при точном попадании уровня Ферми в эту точку. Следует отметить, что этот факт является наиболее убедительным свидетельств существования топологической сетки.

Скейлинговые измерения демонстрируют заметное увеличение проводимости сетки с уменьшением размера проводника. Этот результат отражает именно перколяционный механизм транспорта, так как с уменьшением размера проводника должно расти число топологических каналов соединяющих контакты к образцу. Теоретически предсказано, что кондактанс сетки должен характеризоваться гигантскими мезокскопическими флутуациями, вызванными интерференцией одномерных каналов, образующих ее. И совсем недавно эти флуктуации обнаружены в эксперименте. В заключение отметим, что по своей топологической структуре описываемая сетка в чем-то подобна сетке киральных краевых токовых состояний [2,3] в режиме квантового эффекта Холла. Однако она принципиальным образом отличается от нее тем, что существует в отсутствие магнитного поля

- Mahmoodian M.M., Entin M.V. // Phys.Rev. B, 101, 125415, (2020).
- Chalker T., Coddington P.D. // J. Phys. C: Solid State Phys., v.21, 2665 (1988).
- Dolgopolov V.T., Kravchenko G.V., Shashkin A.A. // Solid State Commun., v.78, 999 (1991).

## Тонкопленочный инжекционный МДП-транзистор на основе PbSnTe:In с составом, близким к составам со свойствами топологического кристаллического изолятора

#### А.Э. Климов<sup>1,2,\*</sup>, В.А. Голяшов<sup>1,3</sup>, Д.В. Горшков<sup>1</sup>, О.Е. Терещенко<sup>1,3</sup>

<sup>1</sup> Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова СО РАН, пр. Академика Лаврентьева, Новосибирск, 630090.

<sup>2</sup> Новосибирский Государственный Технический Университет, пр. Карла Маркса, 20, Новосибирск, 630073.

<sup>3</sup> Новосибирский Государственный Университет, ул. Пирогова, 1, Новосибирск, 630090.

\*klimov@isp.nsc.ru

На основе пленок PbSnTe:In, выращенных методом молекулярно-лучевой эпитаксии, созданы и исследованы МДП-структуры транзисторного типа с тонкопленочным подзатворным диэлектриком Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>, в которых при *T*=4,2К изменение тока канала под действием затворного напряжения до ±10 В достигает 10<sup>5</sup> раз.

#### Введение

Одной из особенностей твердого раствора Pb<sub>1-x</sub>Sn<sub>x</sub>Te является большая величина статической диэлектрической проницаемости, которая для x = 0 (PbTe) близка к  $\varepsilon \approx 400$  и увеличивается с ростом *x*, достигая *ε*≈2000 - 4000 и более при большом содержании олова. Вместе с высокой концентрацией свободных носителей заряда n(p), определяемой в нелегированном PbSnTe большой концентрацией электрически активных собственных точечных дефектов, это значительно затрудняет использование МДП-структур как для исследования свойств приповерхностной области, так и для приборных применений. По всей видимости, это является причиной того, что известны лишь отдельные публикации по созданию МДПструктур на основе PbSnTe и исследованию их C-V характеристик. Так, в МДП-структуре на основе PbTe с концентрацией  $n(p) > 10^{16}$  см<sup>-3</sup> при T = 77 К наблюдалась модуляция емкости затворным напряжением в пределах ~ 4% [1]. Анализ C-V характеристик позволил авторам получить ряд данных о свойствах поверхности PbTe и влиянию на нее химических обработок. Публикации по МДП-структурам транзисторного типа (МДПТ) на основе PbSnTe неизвестны. Добавление в PbSnTe состава  $x \approx 0,22 - 0,3$  индия в концентрациях до нескольких ат.% на порядки снижает n(p), вплоть до изолирующего состояния PbSnTe:In при определенных составах и гелиевых температурах [2]. Потенциально это существенно расширяет возможности использования МДПТ на основе PbSnTe:In как для исследовательских, так и для прикладных задач. Известно, что при x > 0,35 разрешенные зоны в PbSnTe инвертированы. В этой области он проявляет свойства топологического кристаллического изолятора (ТКИ), что является дополнительным стимулом создания и исследования свойств МДПТ на основе PbSnTe:In с большим содержанием олова. Данная работа является развитием исследований PbSnTe:In МДП-структур, в которых в качестве подзатворного диэлектрика использовалась майларовая пленка толщиной 8 мкм [3].

#### Результаты и обсуждение

Экспериментальные МДПТ были созданы на основе пленок PbSnTe:In микронных толщин, полученных методом МЛЭ на подложках (111)ВаF<sub>2</sub>. При изготовлении МДПТ использованы стандартные методы оптической фотолитографии. На рисунке 1 приведена фотография одной из структур. Симметричные  $n^+$  - области истока и стока (сверху и снизу) созданы вакуумным напылением слоя индия толщиной ~150 нм с последующим диффузионным отжигом. Подзатворным диэлектриком является полученный методом атомно-слоевого осаждения Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub> толщиной ~ 70 нм, поверх которого в области канала нанесен затвор – слой титана толщиной ~ 30 нм. Две контактные площадки затвора (слева и справа), лежащие непосредственно на подложке BaF<sub>2</sub>, позволили контролировать сопротивление и отсутствие разрывов в цепи затвора.



**Рис. 1.** Фотография экспериментальной МДПТ структуры с каналом размером 10х10 мкм<sup>2</sup>

Токи утечки через подзатворный диэлектрик при T = 4,2 К не превышали  $10^{-12}$  А при постоянном затворном напряжении  $U_{gate} = 10$  В, которое соответствует электрическому полю  $E_{gate} \approx 1,4\cdot10^6$  В/см. Были созданы МДПТ с расстоянием исток/сток (длина канала) 6, 10, 14 и 18 мкм и шириной канала 10 мкм. Подбором режимов травления удалось также создать структуры с шириной канала ~ 1,5 мкм при длине 14 мкм (геометрия «микропроволоки).



Рис. 2. Временные зависимости затворного напряжения *U*<sub>gate</sub> (вверху) и тока исток/сток (внизу) МДПТ на основе пленки PbSnTe:In

На рис. 2 приведена затворная характеристика МДПТ с шириной канала 10 мкм и длиной 14 мкм, созданного на основе пленки PbSnTe:In толщиной 1,65 мкм с x = 0,29 и содержанием In ~ 1,6 ат.%. При T < 14 К концентрация  $n < 3 \cdot 10^{13}$  см<sup>-3</sup>, максимальная подвижность  $\mu = 28000 \text{ см}^2 \text{B}^{-1} \text{c}^{-1}$  вблизи T = 40 K. При T = 4,2 К вольтамперная характеристика (BAX) исток/сток выраженно нелинейная с изменением тока от ~  $10^{-13}$  A ( $U_{sd}$  ~ 0,05 B) до ~  $10^{-4}$  A ( $U_{sd}$  ~ 4 B). Анализ показывает, что ВАХ определяются инжекцией электронов из  $n^+$ -областей, которая также определяет некоторые особенности затворных характеристик. Из рис. 2 видно, что изменением  $U_{\text{gate}}$  в пределах  $\pm 10$  В можно менять ток в канале примерно в 10<sup>5</sup> раз. При резкой смене Ugate после быстрого (порядка миллисекунд или менее) «переключения» следуют определяемые ловушками релаксации тока: длительная при  $U_{\text{gate}} = +10 \text{ B}$  и сравнительно быстрая при  $U_{\text{gate}} = -10 \text{ B}.$ Тем не менее, несмотря на релаксационные процессы, видно, что экспериментальные МДПТ могут функционировать как электронные «ключи» с изменением тока канала на несколько порядков. Были также исследованы затворные характеристики МДПТ с разной геометрией канала при пилообразной развертке U<sub>gate</sub> и различных U<sub>sd</sub>, демонстрирующие гистерезисные петли сложной формы. Кроме этого, были исследованы частотные зависимости тока канала при синусоидальном Ugate на частотах до 100 кГц и фотоэлектрические характеристики в диапазоне длин волн 3-5 мкм, в том числе в условиях малой  $(< 10^8 фотонов \cdot cm^{-2} \cdot c^{-1})$  освещенности.

#### Заключение

Впервые разработана топология, изготовлены и исследованы МДП-структуры транзисторного типа на основе эпитаксиальных пленок PbSnTe:In с тонкопленочным подзатворным диэлектриком Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>, электрическая прочность которого при T = 4,2 К превышает  $1,4\cdot10^6$  В/см. Изменение тока канала, имеющего инжекционный характер, под действием затворного напряжения до  $\pm 10$  В достигает  $10^5$  раз при токах утечки менее  $10^{-12}$  А.

Работа выполнена при поддержке РФФИ, грант № 20-02-00324.

- Lilly D.A., Joslin D.E., Kan H.K.A. // Infrared Physics, V. 18, 51 (1978).
- Волков Б.А., Рябова Л.И., Хохлов Д.Р. // УФН, Т. 172, №8, 875 (2002).
- Климов А.Э., Акимов А.Н., Ахундов И.О. и др. // ФТП, Т. 54, 1122 (2020).

## Оптическое возбуждение сходящихся поверхностных акустических волн гигагерцового диапазона на кремнии

#### А.Ю. Клоков<sup>1,\*</sup>, В.С. Кривобок<sup>1</sup>, А.И. Шарков<sup>1</sup>

<sup>1</sup> Физический институт имени П. Н. Лебедева РАН, Ленинский проспект, 53, Москва, 119991, Россия

#### \*klokov@lebedev.ru

Экспериментально исследовано оптическое возбуждение и распространение сходящихся поверхностных акустических волн на металлизированной поверхности кремния и плавленого кварца. Показано, что асимметрия пространственного распределения возбуждения позволяет управлять структурой поля в фокусе.

#### Введение

Для получения гигантской (до 10<sup>-1</sup>) динамической деформации на поверхности твердого тела используются сходящиеся поверхностные акустические волны (ПАВ). Так, например, в работе [1] при кольцевом (освещённая область поверхности имела форму кольца) оптическом возбуждении металлизированной поверхности стекла получен акустический пробой в точке фокусировки ПАВ. Интересно отметить, что значительную часть пути ПАВ распространяются в линейном режиме.

Данная работа посвящена экспериментальному исследованию возбуждения и распространения сходящихся ПАВ на поверхности кремния и плавленого кварца.

#### Методика эксперимента

Исследование сходящихся ПАВ проводилось с помощью двух методик оптического возбуждениязондирования.

В первой генерация и детектирование ПАВ осуществлялись с помощью Ті:Sa лазера (длительность импульсов 160 фс, период повторения 13 нс). Излучение лазера разделялось на два пучка. Первый пучок после удвоения частоты (длина волны 400 нм, энергия импульса <0.5 нДж) использовался для генерации. Второй пучок (длина волны 800 нм, энергия импульса 0.01 нДж), после прохождения оптической линии задержки, использовался для регистрации изменения оптического коэффициента отражения, вызванного распространением ПАВ. Слабые изменения фазы зондирующего пучка измерялись с помощью интерферометра Саньяка [2]. Во второй для возбуждения ПАВ использовалось наносекундное оптическое возбуждение лазера Tech-1053 с длительностью импульса 4 нс, энергией 0.5 мДж и длиной волны 1053 нм. Регистрация поля упругих волн производилась оптически с помощью сканирующего стабилизированного интерферометра Майкельсона. Одно из плеч интерферометра было опорным, а в другом был установлен исследуемый образец. Источником излучения для интерферометра служил непрерывный DPSS лазер с длиной волны 532 нм. Временное разрешение системы регистрации составляло 150 пс. Достигнутая чувствительность, ограниченная шумами, составляла ~10 пм.

В качестве образцов использовались пластины кремния ориентации [100] и [111], а также плавленого кварца с напылённой алюминиевой плёнкой толщиной ~0.5 мкм. Кольцевое возбуждение формировалось при помощи аксикона, а область возбуждения сложной формы, корректирующей анизотропию групповой скорости, с помощью маски специальной формы, изображение которой проецировалось на поверхность образцов телескопической системой.

#### Результаты

При фемтосекундном возбуждении зарегистрированы поля ПАВ при различных задержках между возбуждающим и зондирующим импульсами. В случае возбуждения с помощью аксикона на плавленом кварце наблюдались кольцевые фронты, сходящиеся к центру и, далее, расходящиеся от него. По мере приближения к точке фокуса наблюдалось существенное увеличение интенсивности ПАВ. Спектральный максимум ПАВ находился в области частот 0.6 ГГц, что определялось шириной кольца области возбуждения, составлявшей ~7 мкм.

Аналогичные измерения на кремнии показали меньшее возрастание интенсивности ПАВ. Это является следствием того, что наличие анизотропии фазовой скорости приводит к подавлению конструктивной интерференции элементарных волн от области возбуждения.

Таким образом, кольцевое возбуждение ПАВ на поверхности упруго-анизотропных кристаллов не является оптимальным. Для решения этой проблемы были проведены измерения с областью генерации специальной формы, корректирующей разницу в фазовых задержках, вызванных анизотропией.

В результате зарегистрированы сходящиеся ПАВ рэлеевского типа с максимальным смещением поверхности в фокусе ~2 нм.

Кроме того, обнаружено, что асимметрия пространственного распределения возбуждения позволяет управлять структурой поля ПАВ в фокусе.

#### Заключение

При исследовании пространственно-временной структуры сходящихся поверхностных акустических волн на поверхности кремния обнаружено, что учёт анизотропии фазовой скорости позволяет добиться существенного увеличения интенсивности ПАВ в фокусе. Полученные результаты могут быть обобщены на случай других кристаллов: например, алмаз, GaAs и др., и использованы для исследования взаимодействия гиперзвуковых импульсов высокой и сверхвысокой амплитуды с электронно-дырочной системой полупроводниковых гетероструктур на основе соединений III-V и II-IV; вакансионными центрами окраски в алмазе (N<sub>v</sub>, Si<sub>v</sub>, Ge<sub>v</sub>).

#### Благодарности

Работа была поддержана Российским Фондом Фундаментальных Исследований, проект № 19-02-00952а.

- Veysset D., Kooi S.E., Haferssas R. et al. // Scr. Mater. 2019. V. 158, 42–45.
- Tachizaki T., Muroya T., Matsuda O. *et al.* // Rev. Sci. Instr. 2006. V. 77, 043713.

## Влияние возбужденных состояний вакансий ртути на спектр терагерцовой фотопроводимости слоев твердого раствора HgCdTe

Д.В. Козлов<sup>1, 2</sup>, А.В. Иконников<sup>3</sup>, В.В. Румянцев<sup>1, 2</sup>, Т.А. Уаман Светикова<sup>3</sup>, А.А. Разова<sup>1, 2\*</sup>, М.С. Жолудев<sup>1, 2</sup>, Н.Н. Михайлов<sup>4</sup>, С.А. Дворецкий<sup>4</sup>, В.И. Гавриленко<sup>1, 2</sup>, С.В. Морозов<sup>1, 2</sup>

1 Институт физики микроструктур РАН, 603950, Н. Новгород, Россия

<sup>2</sup> ННГУ им. Н. И. Лобачевского, 603950, Нижний Новгород, Россия

<sup>3</sup> Физический факультет МГУ им. М. В. Ломоносова, 119991, Москва, Россия

<sup>4</sup> Институт физики полупроводников им. А. В. Ржанова Сибирского отделения РАН, 630090, Новосибирск, Россия

dvkoz@ipmras.ru

В работе исследована терагерцовая фотопроводимость узкозонных твердых растворов Hg<sub>1-x</sub>Cd<sub>x</sub>Te, обусловленная вакансиями ртути – мелкими двухзарядными акцепторами. Выполнены расчеты дискретного спектра вакансий ртути и матричных элементов оптических переходов с основного состояния на возбуждённые уровни, выявлены уровни, переходы на которые имеют наибольшую вероятность. Показано, что разная скорость угасания линий фотопроводимости с ростом температуры могут быть объяснены переходами носителей на мелкие возбужденные состояния с последующей термической ионизацией...

#### Введение

Твердые растворы кадмий-ртуть-теллур Hg1-xCdxTe (КРТ) исследуются уже свыше четырех десятилетий. Одной из главных особенностей данного материала является возможность, варьируя состав, изменять ширину запрещенной зоны от 1.6 эВ до 0, что делает структуры на основе HgCdTe перспективным материалом для создания детекторов и источников излучения среднего и дальнего инфракрасного диапазона. Одна из главных проблем при создании упомянутых приборов – уменьшение времени жизни носителей из-за рекомбинации по механизму Шокли-Рида-Холла через примесно-дефектные центры. Среди наиболее распространенных точечных дефектов в КРТ следует в первую очередь упомянуть вакансию ртути, являющуюся двухвалентным акцептором, который может находиться в следующих зарядовых состояниях: нейтральный A20 центр (с акцептором связаны две дырки), частично ионизованный А2-1 центр и полностью ионизованный А2-2 центр. Вакансии ртути проявляют себя в спектрах фотопроводимости (ФП) как особенности с энергией кванта меньшей чем у межзонного поглощения. Ранее в [1] была исследована ФП объемных эпитаксиальных слоев Hg1-хCgxTe. В [1] было показано, что длинноволновые в спектре фотопроводимости КРТ пленой связаны с ионизацией  $A_2^0$  и  $A_2^{-1}$  центров вакансий ртути. Однако, осталось невыясненным, происходит такая ионизация вследствие заброса дырок с основного состояния акцептора непосредственно в валентную зону или имеет место фототермическая ионизация вакансий ртути через возбужденные состояния.

#### Методика эксперимента и расчетов

Для исследований спектров ФП была выбрана объемная пленка  $Hg_{0.78}Cd_{0.22}Te$ , выращенная методом молекулярнолучевой эпитаксии (МЛЭ) на подложке GaAs в направлении (013) с буферными слоями из ZnTe (толщиной 50 нм) и CdTe (толщиной 5 мкм). Активный слой структуры окружен варизонными слоями КРТ и располагается на буфере из CdTe. Спектры фотопроводимости измерялись при низких температурах в диапазоне от 4 до 15 К с помощью фурье-спектрометра Bruker Vertex 70v. В качестве источника использовался глобар, в качестве светоделителя — Mylar Multilayer. Образцы размером 5 × 4 мм размещались в проточном криостате Oxford Instruments OptistatCF, который устанавливался в спектрометр так, чтобы образец находился в фокусе пучка излучения. Подробно схема измерений описана в [2]

Расчет как одночастичных (для однократно ионизованного  $A_2^{-1}$  центра), так и двухчастичных состояний (которые реализуются на нейтральном  $A_2^{0}$  центре) дырок проводился в приближении огибающих функций с гамильтонианом Кейна в котором пренебрегали спинотщепленной зоной, выбранным в виде суммы кинетической энергии дырки и энергии взаимодействия с заряженным центром. Последняя помимо кулоновского потенциала включала в себя потенциал центральной ячейки (ПЦЯ), выбранный, аналогично [3], в виде экранированного кулоновского потенциала точечного заряда. При расчете состояний акцептора в растворе КРТ использовалось сферическое приближение, т. е. закон дисперсии дырок полагался изотропным. Значения параметров гамильтониана Кейна и диэлектрической проницаемости в твердом растворе вычислялись с помощью линейной интерполяции между соответствующими значениями параметров в HgTe и CdTe [4]. Подробно метод решения уравнения Шредингера с гамильтонианом Кейна для одночастичных состояний и для основного двухчастичного состояния описан в [5]. Для расчета двухчастичных состояний, в котором одна дырка находится на основном уровне энергии, а вторая на возбужденном, был использован метод самосогласованного поля Хартри.

#### Результаты и обсуждение

На рис. 1а приведены спектры фотопроводимости исследуемой структуры для различных температур. На спектрах выделяются особенности в виде «линий», с максимумами около 10 и 20 мэВ, которые, как и в работе [1], связываются с ионизацией соответственно нейтральных ( $A_2^{0}$  центры) и однократно ионизованных ( $A_2^{-1}$  центры) вакансий ртути. С ростом температуры наблюдается быстрое гашение обеих линий ФП, которое не позволяет проследить за их поведением в широком диапазоне температур. Тем не менее, детальный анализ показывает, что линия 2 угасает медленнее (рис. 1b). Последнее можно было бы объяснить ростом концентрации однократно ионизованных центров при ионизации нейтральных центров с увеличением температуры, однако точный расчет не подтверждает такое предположение.

С другой стороны, расчет энергий состояний вакансий ртути и матричных элементов переходов на эти состояния с основного уровня показывает, что имеются интенсивные переходы на мелкие уровни с энергией ионизации 1.1 мэВ для  $A_2^{-1}$  центра и 0.42 мэВ для  $A_2^{0}$  центра. Исходя из этого, можно заключить, что линии 1 и 2 связаны с переходами на мелкие уровни вакансии ртути (с энергиями связи 1.1 и 0.42 мэВ) с последующей термической доионизацией. В этом случае разная зависимость интенсивности линий 1 и 2 ФП от температуры объясняется разной энергией связи возбужденных состояний, с которых про-исходит доионизация.

Некоторые переходы на более глубокие возбужденные состояния обладают еще большим матричным элементом по сравнению с рассмотренными выше. Однако в диапазоне температур до 10К такие переходы будут слабыми из-за низкой вероятности термической доионизации.



Рис. 1.а) Спектры ФП пленки Hg<sub>0.78</sub>Cd<sub>0.22</sub>Te при различных температурах,b) амплитуды линий 1 и 2 в зависимости от температуры

Работа выполнена при поддержке Министерства науки и высшего образования Российской Федерации МК-1430.2020.2. В работе использовано оборудование ЦКП ИФМ РАН.

- Rumyantsev V.V. *et al.* // Semicond. Sci. Technol., **32**, 095007 (2017).
- Николаев И.Д. и др. // Письма в ЖЭТФ. 111 (10), 682 (2020).
- Lipary N.O., Baldereschi A., Thewalt M.L.W. // Solid State Communications. 33, 277 (1980).
- 4. Novik E.G. et al. // Phys. Rev.B. 72,035321 (2005).
- 5. Козлов Д.В. и др. // ФТП. 52 (11),1257 (2018).

## Можем ли мы изменить локализацию носителей в самоорганизованных квантовых точках?

А.Н. Косарев<sup>1, 2, \*</sup>, В.В. Чалдышев<sup>1,2, §</sup>

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

<sup>2</sup> Санкт-Петербургский политехнический университет Петра Великого, Политехническая ул., 29, Санкт-Петербург, 195251

\*kosarev@mail.ioffe.ru, §chald.gvg@mail.ioffe.ru

Мы рассмотрели проблему локализации электронов и дырок на примере пирамидальных квантовых точек InAs в арсениде галлия. Задача квантовой механики была решена для локализующего потенциала с учетом геометрии, химического состава и встроенных полей механических напряжений и деформаций. Мы установили, что наилучшая локализация носителей обоих типов достигается при отношении высоты пирамиды к ее основанию около 0.2.

#### Введение

Глубина и характер локализации электронов и дырок являются главными параметрами квантовых точек (КТ), определяющими их электронные и оптические свойства и возможности их использования в различных электронных, оптоэлектронных и фотонных устройствах. Несмотря на значительную разницу ширин запрещенных зон материала, из которых формируется (самоорганизуются) КТ, и материала окружающего барьерного слоя, локализация носителей заряда в КТ часто оказывается слабой или вообще невозможной. Причиной этого являются механические деформации, наличие которых необходимо для процесса самоорганизации по механизму Странского-Крастанова.

В данной работе мы рассмотрели проблему локализации электронов и дырок на примере пирамидальных КТ InAs в арсениде галлия. Мы установили [1], что глубина локализации носителей обоих типов имеет нетривиальную зависимость от отношения высоты пирамиды к ее основанию.

#### Метод и объект расчета

Для определения глубины локализации электронов и дырок и последующего расчета спектрального положения пика экситонного излучения была решена задача квантовой механики для обоих типов носителей в однозонной модели. При этом локализующий потенциал был получен в результате решения задачи линейной теории упругости для заданной геометрии и однородного химического состава КТ. Геометрическая модель базировалась на электронно-микроскопических исследованиях атомной структуры КТ InAs, сформированных на поверхности GaAs в процессе молекулярнолучевой эпитаксии и затем заращенных слоем GaAs [2]. Референтная КТ имела высоту 9 нм и основание 28 нм. В процессе расчета варьировалось отношение высоты к основанию пирамиды при сохранении ее объема. Все расчеты проводились методом конечных элементов. Объем ячейки, в которой проводился расчет, в ~450 раз превосходил объем КТ.



Рис. 1. Зависимость энергии упругой деформации от отношения высоты к основанию для пирамидальной КТ. Черная кривая – полная энергия, красная кривая – гидростатическая компонента, синяя кривая – девиаторная компонента, зеленая кривая – сдвиговая компонента. (а) – энергия всей ячейки, (b) – энергия только объема КТ

#### Результаты и обсуждение

Результаты расчета энергии упругой деформации для всей ячейки, по которой проводился расчет, и части этой энергии, запасенной в объеме KT InAs, приведены на рис. 1 для различных сотношений высоты и основания пирамиды. Видно, что уменьшение этого форм-фактора приводит к уменьшению полной энергии системы, но увеличению части этой энергии внутри КТ. При этом существенно изменяются вклады различных компонент тензора деформаций, а именно, девиаторная часть растет, а гидростатическая уменьшается.

Уменьшение сжимающей гидростатической деформации должно приводить к уменьшению ширины запрещенной зоны InAs, в основном за счет уменьшения энергии электронов. Тем самым обеспечивается бо́льшая глубина локализации электронов в КТ. Увеличение девиаторной части деформации приводит к расщеплению валентной зоны и увеличению глубины потенциальной ямы для тяжелых дырок.



Рис. 2. Зависимость энергии экситона (а), энергии электронов (b) и тяжелых дырок (c) от отношения высоты к основанию для пирамидальной КТ. Заполненные значки – результат расчета для полного тензора деформаций. Пустые значки – результат расчета с учетом только гидростатической части деформаций. На врезке показан экспериментальный спектр фотолюминесценции ансамбля КТ InAs

Таким образом, уменьшение отношения высоты пирамиды к ее основанию увеличивает глубину потенциальных ям как для электронов, так и для тяжелых дырок. Однако уменьшение вертикального размера КТ приводит к усилению вклада размерного квантования электронов и дырок, то есть к ослаблению их локализации. Вследствие противоположного влияния квантовой механики и упругой механики на энергию локализации носителей заряда, зависимость энергий локализации от формфактора должна быть немонотонна. На рис. 2 представлены расчетные зависимости энергий основных состояний электронов и тяжелых дырок, а также энергии соответствующих экситонов в КТ. Видно, что при учете всех компонент тензора деформаций (заполненные символы на рис. 2) энергия экситонов минимальна при отношении высоты пирамиды к ее основанию примерно равном 0.2. Такой форм-фактор обеспечивает наилучшую локализацию как электронов, так и тяжелых дырок. Следует отметить, что при учете только гидростатической части тензора деформаций зависимость энергий электронов, дырок и экситонов от форм-фактора монотонна, а наилучшая локализация достигается при отношении высоты к основанию, близком к 2.

Известно, что форм-фактором КТ можно управлять изменяя технологические процедуры их формирования и заращивания. Наши расчеты показали, что оптимальный форм-фактор, близкий к 0.2, мало зависит от размера КТ. Таким образом, усиление локализации может быть одновременно достигнуто для всего ансамбля КТ, формирующемся по механизму Странского-Крастанова.

#### Заключение

Мы показали, что изменение отношения высоты к основанию КТ InAs, находящейся в объеме GaAs, приводит к существенному перераспределению компонент поля механических напряжений и деформаций, что, в свою очередь, приводит к изменению энергетических уровней локализованных в КТ носителей заряда. Оказалось, что существует оптимальное отношение высоты к основанию пирамидальной КТ, близкое к 0.2, обеспечивающее наиболее глубокую локализацию как электронов, так и дырок. Рассмотренный нами эффект не является специфическим свойством системы InAs/GaAs и должен проявляться для самоорганизованных КТ в различных системах материалов, включая традиционные III-V, III-N, II-VI, Ge-Si и др. Величина и особенности эффекта зависят от анизотропии упругих свойств атомной решетки и электронной структуры материала.

Работа выполнена при поддержке РФФИ, грант 19-32-90116.

- Kosarev A., Chaldyshev V.V. // Appl. Phys. Lett., V. 117, 202103 (2020).
- Cherkashin N., Reboh S., Hÿtch M.J., Claverie A., Preobrazhenskii V.V., Putyato M.A., Semyagin B.R., Chaldyshev V.V. // Appl. Phys. Lett., V. 102, 173115 (2013).

## Оптические свойства гексагонального нитрида бора

## Л.В. Котова<sup>1, \*</sup>, Л.А. Алтынбаев<sup>1</sup>, М.О. Жукова<sup>2</sup>, В.Т. Hogan<sup>3</sup>, А. Балдычева<sup>3</sup>, В.П. Кочерешко<sup>1</sup>

1 Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, 194021, Санкт Петербург, Россия

<sup>2</sup> Университет ИТМО, Санкт Петербург, 197101, Россия

<sup>3</sup> Department of Engineering, University of Exeter, Exeter EX4 4QF, UK

\* kotova@mail.ioffe.ru

Исследовались спектры пропускания, отражения и фотолюминесценции от тонких пленок гексагонального нитрида бора. Измерены спектральные зависимости параметров Стокса прошедшего через образец света. Установлено, что спектры пропускания нитрида бора ниже края фундаментального поглощения определяются поглощением анизотропными центрами окраски, связанными с замещением атомов азота бором и атомов бора азотом.

#### Введение

В последние годы особый интерес исследователей привлекают двумерные атомарно тонкие материалы. С данными системами связывают, в частности, перспективы создания ван-дер-ваальсовых гетероструктур, в которых двумерные слои разных полупроводников располагаются один за другим. Наиболее ярким представителем двумерных полупроводников является графен, монослой атомов углерода, расположенных в узлах двумерной гексагональной решетки. Интерес к тонким пленкам гексагонального нитрида бора (hBN) обусловлен стабильностью соединения в двумерной форме и графено-подобной структурой. Гетероструктуры на основе hBN обладают большими перспективами для применения в наноэлектронике [1] и оптоэлектронике [2].

В данной работе проведено экспериментальное исследование оптических свойств тонких пленок гексагонального нитрида бора в видимом спектральном диапазоне. В частности, исследовались спектры фотолюминесценции при фотовозбуждении лазерами с различными длинами волн, спектры пропускания и отражения, а также спектральные зависимости параметров Стокса отраженного от структуры света при нормальном падении света в линейной или круговой поляризации.

Образцы hBN представляли собой тонкие пленки толщиной в несколько моноатомных слоев. Образцы готовились на подложках из полиэтилентерефталата способом, подробно описанным в статьях [3, 4]. Пленки hBN, изготовленные по той же технологии что и пленки на основе оксида графена и дисульфида молибдена, широко исследовались ранее, и было показано, что они имеют высокое качество [5 – 7].

Анализ спектров фотолюминесценции при возбуждении лазерами с длинами волн  $\lambda$ =244 нм,  $\lambda$ =532 нм и λ=662 нм показал наличие полос излучения при энергиях фотонов, значительно меньших ширины запрещенной зоны (5 эВ) идеального кристалла. В спектрах пропускания также наблюдалось «аномально» сильное поглощение со слабо выраженной структурой в области запрещенной зоны hBN. Наличие полос излучения и поглощения в глубине запрещенной зоны указывает на то, что они могут быть связаны с глубокими примесями, а также с центрами окраски. Действительно, расчеты показывают, что положение максимумов фотолюминесценции тонких пленок коррелирует с энергиями перехода на энергетические уровни центров окраски [8].

В hBN существует большое разнообразие центров окраски, вызванных вакансиями, бивакансиями и тривакансиями азота и/или бора, а также атомами замещения: углерод вместо бора или азота. Большая часть вакансий образуют центры, имеющие ось симметрии высокого порядка перпендикулярную плоскости структуры. Такие центры не могут приводить к анизотропии оптических свойств.

Однако, часть центров окраски обладают осью симметрии второго порядка. Это центры замещения атомов азота атомами бора (рис. 1а) или атомов бора атомами азота (рис. 1б) [9]. Еще один вид анизотропных центров представляет собой связанные вакансии бора и азота (VB+VN) (рис. 1с) [9].



Рис. 1. а) Атом азота замещен атомом бора. б) атом бора замещен атомом азота. с) Вакансии VB+VN, из [4]



Рис. 2. Спектральная зависимость степени линейной поляризации пропускания hBN

Для идентификации этих центров нами были измерены спектральные зависимости параметров Стокса прошедшего через образец света. Были измерены: степень линейной поляризации (рис. 2) степень линейной поляризации в осях, повернутых на 45<sup>0</sup> и степень круговой поляризации (рис. 3).



Рис. 3. Спектральная зависимость степени круговой поляризации пропускания hBN

Из спектральной зависимости параметров Стокса в спектрах пропускания видно, что в тонких пленках имеет место эффект двулучепреломления света. Очевидно, что двулучепреломление вызвано анизотропией центров окраски, представленных на рис. 1а-1с.

На длине волны 850 нм имеется «изотропная точка», в которой двулучепреломление отсутствует. Двулучепреломление достигает максимума на длине волны λ~600-650 нм. Наблюдаемые зависимости параметров Стокса связаны в основном с анизотропным поглощением света центрами замещения атомов азота атомами бора или атомов бора атомами азота. Вакансии VB+VN с равной вероятностью могут быть ориентированы как в направлении  $(1, \sqrt{3}/2)$ , так и в перпендикулярном направлении  $(1, -\sqrt{3}/2)$ . Поэтому они не могут приводить к анизотропии оптических свойств. В то же время центры замещения всегда ориентированы одним и тем же образом (1,0). Наша интерпретация подтверждается и расчетами энергий оптических переходов в таких центрах [8,9].

- 1. Moon P. et al. // Phys. Rev. B. Vol. 90. P. 155406 (2014).
- 2. Ronning C. et al. // J. Appl. Phys. Vol. 84. P. 5046-5051 (1998).
- Shin D.-W. et al. // Adv. Mater., 2018, 30, 3. 1802953.
- 4. Zhukova M.O. et al. // Nanoscale Res. Lett., 2019, 14, 225.
- 5. Hogan B.T. et al. // Nanoscale, 2019, 11, 16886-16895.
- 6. Fu K. et al. // Adv. Mater., 2016, 28, 2587–2594.
- Jalili R. et al. // Nanoscale, 2016, 8, 16862–16867. 7.
- Grinyaev S. et al. // Phys. Solid State. V.44. 8. P. 286-293 (2002).
- 9. Ngeveniya T.B. et al. // Phys. Rev. B. Vol. 84. P. 245425 (2011).

## Одновременная генерация разнопериодных последовательностей когерентных импульсов в гетеролазере класса С с низкодобротным резонатором

Вл.В. Кочаровский<sup>1, §</sup>, В.В. Кочаровский<sup>1, 2</sup>, Е.Р. Кочаровская<sup>1</sup>, А.В. Мишин<sup>1</sup>, А.Ф. Селезнёв<sup>1</sup>

<sup>1</sup> Институт прикладной физики РАН, ул. Ульянова, д. 46, Нижний Новгород, 603950

<sup>2</sup> Texas A&M University, Texas, USA

§kochar@appl.sci-nnov.ru

С использованием уравнений Максвелла-Блоха в модели двухуровневой активной среды впервые проведено детальное численное моделирование и качественное исследование уникального режима одновременной генерации разнопериодных последовательностей когерентных импульсов в гетеролазере класса С, имеющем низкодобротный комбинированный резонатор Фабри-Перо с эффективной распределённой обратной связью встречных волн. Показано, что разные последовательности импульсов обусловлены присутствием в лазере разных по характеру, но взаимосвязанных мод – нестационарных автомодуляционных или сверхизлучательных и квазистационарных частично синхронизованных. Установлено, что существенно разнопериодные последовательности импульсов могут обладать сравнимыми интенсивностями и быть квазипериодическими в достаточно широких пределах параметров лазера, его резонатора и накачки.

В настоящем докладе для типичных параметров гетеролазера класса С с активной средой (многослойной гетероструктурой с субмонослойными квантовыми точками или яма-точками), обладающей сильным неоднородным уширением спектральной линии, на ряде характерных примеров комбинированных низкодобротных резонаторов Фабри-Перо с распределённой обратной связью волн выяснены основные свойства динамических спектров генерируемых мод и особенности статистики формируемых ими квазипериодических последовательностей импульсов [1, 2]. Особое внимание уделено лазерам с симметричным спектром генерируемых мод, который в случае умеренного превышения порога генерации лазера состоит из двух сверхизлучательных и большого числа квазистационарных мод и отвечает сравнимым по мощности последовательностям (і) сверхизлучательных импульсов и (ii) солитонов синхронизованных мод.

В рассматриваемом гетеролазере класса С время некогерентной релаксации оптических дипольных колебаний активных центров (квантовых точек)  $T_2$  порядка времени жизни фотона в резонаторе  $T_E$  и поэтому он способен одновременно генерировать несколько различных квазипериодических последовательностей импульсов излучения, обусловленных как отдельными сильно нестационарными сверхизлучательными модами, так и группами ча-

стично синхронизованных квазистационарных мод, возникающими благодаря их нелинейному взаимодействию со сверхизлучательными или автомодуляционными модами. Такой необычный режим возможен в отсутствие какой-либо специальной техники синхронизации мод, т.е. без использования дополнительных нелинейных элементов или внешнего воздействия на активную среду, однородно заполняющую резонатор, и связан не только с осцилляциями Раби инверсии населённостей и поляризации активной среды, но и с параметрическим эффектом биений двух сверхизлучательных и/или автомодуляционных мод с периодом, примерно вдвое меньшим периода обхода резонатора солитоноподобным импульсом, образованным синхронизованными квазистационарными модами.

Независимо от асимметрии лазерного спектра, при наличии двух подобных нестационарных мод (сверхизлучательных или автомодуляционных) на краях запрещённой фотонной зоны биения создаваемых ими даже разнопериодных импульсных последовательностей могут заметно влиять на фазы и, следовательно, на синхронизацию полей квазистационарных мод на крыльях спектра генерации (см. [1, 2]). Получающаяся в результате самосинхронизация групп мод может иметь место как на одном, так и на обоих крыльях генерируемого спектра, создавая одну, две или даже несколько последовательностей импульсов, которые имеют солитоноподобный вид и следуют с периодом, примерно равным периоду обхода резонатора. Соответствующие примеры трёх параллельных последовательностей импульсов представлены на рис. 1.



**Рис. 1.** Характерные осциллограммы интенсивности полей (а) сверхизлучательной (2) и автомодуляционной (3) мод *I*<sub>SR</sub> и (б) самосинхронизованных мод *I*<sub>ML</sub> на фоне полной интенсивности излучения *I* (светлая линия) гетеролазера класса С [1]

Итак, многомодовый сверхизлучающий лазер класса С с низкодобротным резонатором при достаточно мощной постоянной накачке может наряду с квазинепрерывным излучением набора некоррелированных мод одновременно генерировать квазипериодические последовательности коротких импульсов коллективного спонтанного излучения Дике сверхизлучательных мод и квазипериодические последовательности ещё более коротких солитоноподобных импульсов, образованных частично самосинхронизованными квазимонохроматическими модами. Длительность последних импульсов, в отличие от аналогичных импульсов синхронизованных мод в существующих лазерах классов А и В, может быть гораздо меньше времен некогерентной релаксации поляризации активной среды (квантовых точек) и для гетеролазеров с оптимальными параметрами лежать в фемтосекундном диапазоне.

В общем случае данный режим частичной самосинхронизации мод лазера не является вполне устойчивым и характеризуется медленной автомодуляцией параметров солитоноподобных импульсов, особенно при наличии более одной группы синхронизовавшихся квазистационарных мод. Последнее свойственно лазерам с почти симметричным спектром установившейся генерации, в котором моды правого и левого крыла слабо связаны друг с другом. В наших расчётах наиболее устойчивая параметрическая когерентная самосинхронизация мод наблюдалась в лазерах с сильно асимметричным спектром установившейся генерации, когда в формировании единого солитоноподобного импульса участвует большинство генерируемых квазистационарных мод общим числом ~10-30.

Ожидается, что в ближайшие годы на гетероструктурах с плотными ансамблями квантовых точек, примесных центров или экситонов, помещенных в комбинированные резонаторы, будут созданы сверхизлучающие лазеры класса С с непрерывной накачкой. Исследованный режим обеспечивают наличие в выходящем излучении качественно различных импульсных последовательностей, фактически разнесенных по спектру, но в значительной мере сфазированных, когерентных и обладающих сравнимыми средними интенсивностями (мощностями). Нелинейное взаимодействие и интерференция различных импульсов в активной среде такого лазера может приводить к образованию еще более коротких и мощных всплесков излучения с уникальными спектрально-корреляционными свойствами. Развитие исследований подобной лазерной генерации, реализующейся в широкой области параметров, представляется важным как для фундаментальной физики неравновесных многочастичных систем с радиационным взаимодействием, так и для приложений в динамической спектроскопии, информационной оптике и оптоэлектронике.

Работа поддержана НЦМУ «Центр фотоники», при финансировании Министерством науки и высшего образования РФ, соглашение № 075-15-2020-906.

- Мишин А.В., Селезнёв А.Ф., Кочаровская Е.Р., Кочаровский В.В., Кочаровский Вл.В. // Изв. вузов. Радиофизика (2020), в печати.
- Кочаровский Вл.В., Железняков В.В., Кочаровская Е.Р., Кочаровский В.В. // УФН, Т. 187, 367 (2017).

## Параметрический когерентный механизм самосинхронизации мод лазера класса С на многослойных гетероструктурах с квантовыми точками: эффекты распределенной обратной связи волн в резонаторе Фабри-Перо

## Е.Р. Кочаровская<sup>1, §</sup>, В.А. Кукушкин<sup>1</sup>, А.В. Мишин<sup>1</sup>, В.В. Кочаровский<sup>1, 2</sup>, Вл.В. Кочаровский<sup>1</sup>

<sup>1</sup> Институт прикладной физики РАН, ул. Ульянова, д. 46, Нижний Новгород, 603950

<sup>2</sup> Texas A&M University, Texas, USA

<sup>§</sup>katya@appl.sci-nnov.ru

На основе численного решения нелинейных уравнений Максвелла-Блоха продемонстрирована совместная реализация активной (параметрической) и пассивной (когерентной) синхронизации мод гетеролазера класса С с низкодобротным комбинированным резонатором Фабри-Перо при наличии эффективной распределённой обратной связи встречных волн. Указаны необходимые требования к этой связи и установлены типичные параметры последовательности импульсов, генерируемых в найденном режиме *параметрической когерентной самосинхронизации мод*, не требующем ни внешней модуляции параметров накачки или лазера, ни размещения в нём быстродействующей поглощающей ячейки.

Как показано в наших работах [1-3], в гетеролазерах класса С с непрерывной накачкой и низкодобротным комбинированным резонатором с распределённой обратной связи встречных волн, в котором время жизни фотонов Т<sub>Е</sub> порядка времени некогерентной релаксации оптических дипольных колебаний активных центров T<sub>2</sub>, возможна совместная реализация активной (параметрической) и пассивной (когерентной) синхронизации квазистационарных квазиэквидистантных мод. В результате происходит формирование одного или нескольких циркулирующих по резонатору коротких импульсов электромагнитного поля, т.е. лазер генерирует последовательности импульсов когерентного излучения в отсутствие как внешней модуляции его параметров, так и какой-либо дополнительной нелинейно поглощающей ячейки в нём (ср. [4, 5]).

В настоящей работе анализируется зависимость найденного режима *параметрической когерентной самосинхронизации мод* от эффективности распределённой обратной связи встречных волн и сдвига её резонансной брэгговской частоты относительно центра неоднородно уширенной спектральной линии активной среды, однородно заполняющей гетеролазер со слабо отражающими зеркалами на торцах. Для реализации указанного режима эта среда (многослойная полупроводниковая гетероструктура с квантовыми точками) должна обладать достаточно высокой пространственной и спектральной плотностью активных центров и обеспечивать одновременную генерацию не только большого числа квазистационарных квазимонохроматических мод вне запрещённой фотонной зоны резонатора, но и пары сильно нестационарных сверхизлучательных и/или автомодуляционных мод на краях данной зоны. Если разность частот двух таких сильно ушисверхизлучательных/автомодуляционных ренных мод близка к удвоенному межмодовому интервалу квазимонохроматических мод, то возникает как эффективное параметрическое возбуждение, так и фазировка биений последних, приводящая к синхронизации мод внутри тех или иных групп.

Нами исследовались количественные характеристики этих эффектов, выражающиеся в форме амплитудно-фазового спектра и числе генерируемых самосинхронизованных мод, в особенностях профиля и длительности создаваемых ими импульсов и в характере огибающей и регулярности последовательности этих импульсов, которые даже в установившейся лазерной генерации обычно медленно изменяют свою амплитуду и форму.

На рисунках ниже продемонстрированы примеры полного спектра установившегося излучения (рис. la) и типичных участков осциллограммы последовательности излучаемых импульсов синхронизованных мод (рис. 16) и динамического спектра согласованных с генерируемым полем оптических дипольных моментов активных центров (квантовых точек), т.е. поляризации среды, на торце лазера (рис. 1в). Эти и другие примеры подробно разобраны в работе [2].



**Рис. 1.** Типичный пример самосинхронизации части квазиэквидистантных мод в условиях установившейся нестационарной генерации гетеролазера класса С с низкодобротным комбинированным резонатором Фабри-Перо с распределенной обратной связью встречных волн. а) Полный спектр генерируемых мод с нормированными квадратами амплитуд  $|a_{o}|^2$ , в котором две крайние слева сверхизлучательные моды на краях запрещенной фотонной зоны уширены из-за сильной нестационарности; точками показаны нормированные частоты  $\Delta$  и инкременты/декременты  $\Gamma$  горячих мод, рассчитанных из уравнений Максвелла–Блоха при постоянной однородной инверсии населенностей уровней активных центров, заданной накачкой. б) Осциллограммы интенсивности излучения периодической последовательности импульсов,  $I|a_{ML}^2|$ , образованных синхронизованными квазистационарными модами, на фоне полной интенсивности излучения,  $I|a^2|$  (в единицах квадрата частоты Раби, нормированный на так называемую кооперативную частоту). в) Динамический спектр поляризации активной среды (квантовых точек) на торце лазера,  $|p_-(\Delta, \tau, \varsigma = 0)|$ , как функции частоты  $\Delta$  и времени  $\tau$ , нормированных на кооперативную частоту; парой вертикальных штрихов отмечены (вверху) период обхода резонатора солитоноподобным импульсом, который сформирован несколькими синхронизованными квазимонохроматическими модами, и (внизу) период биений между импульсами коллективного спонтанного излучения Дике, последовательности которых созданы двумя сверхизлучательными модами

Результаты проведённых расчётов, представленные в докладе, показывают, что изменение параметров распределённой обратной связи встречных волн в низкодобротном комбинированном резонаторе Фабри-Перо позволяет в широких пределах менять спектрально-временные характеристики и масштаб времени стабильности квазипериодической последовательность когерентных импульсов, излучаемых самосинхронизующимся гетеролазером. В частности, согласно сделанным оценкам для лазерных многослойных гетероструктур с субмонослойными квантовыми точками или яма-точками с оптимальными параметрами можно ожидать получения достаточно стабильных последовательностей из многих сотен субпикосекундных импульсов.

Работа проведена в рамках грантов РФФИ 20-02-00872 и 19-32-90037.

- Кочаровский Вл.В., Железняков В.В., Кочаровская Е.Р., Кочаровский В.В. // УФН, Т. 187, 367 (2017).
- Кочаровский Вл.В., Мишин А.В., Кочаровская Е.Р., Кочаровский В.В. // ТМФ, Т. 203, 56 (2020).
- Кочаровская Е.Р., Гаврилов А.С., Кочаровский В.В. *и др.* // Изв. вузов. Радиофиз., Т. 61, 906 (2018).
- Ханин Я.И. Основы динамики лазеров. М.: Наука, 1999.
- Haus H.A. "Mode-locking of lasers" // IEEE J. Sel. Top. Quantum Electr., V. 6:6, 1173 (2000).

### Нестандартная кинетика низкотемпературной люминесценции микро- и нанопорошков антазной фазы диоксида титана

В.С. Кривобок<sup>1</sup>, А.В. Колобов<sup>1</sup>, С.Е. Димитриева<sup>1, 2</sup>, Д.Ф. Аминев<sup>1</sup>, С.И. Ченцов<sup>1,\*</sup>, С.Н. Николаев<sup>1</sup>, Е.Е. Онищенко<sup>1</sup>

<sup>1</sup> Физический институт им П. Н. Лебедева РАН, Ленинский пр-т, 53, Москва, 119991

<sup>2</sup> Московский государственный университет технологий и управления им. К. Г. Разумовского, ул. Земляной Вал, 73, Москва, 109004

\*semtch@gmail.com

При низких (5 К) температурах исследована кинетика люминесценции порошков, состоящих из анатазной фазы диоксида титана. Показано, что одна из основных полос люминесценции, расположенная в районе 2.25 эВ, демонстрирует медленный, близкий к степенному, характер затухания люминесценции. Данная тенденция сохраняется как для микро-, так и для нанопорошков диоксида титана. В условиях эксперимента мгновенное время затухания сигнала люминесценции достигает ~100 мкс для микрокристаллов и ~10 мкс для нанокристаллов со средним размером ~10 нм. Для описания обнаруженных степенных спадов предложена простая модель на основе рекомбинации донорно-акцепторных пар.

#### Введение

В современной литературе активно обсуждается природа каналов излучательной рекомбинации, ответственных за формирование интенсивных линий излучения в видимом и ближнем инфракрасном диапазонах для анатазной фазы диоксида титана ( $TiO_2$ ). Помимо фундаментального интереса, связанного с изучением люминесцентных центров, понимание природы механизмов рекомбинации представляет интерес для ряда приложений  $TiO_2$  имеющих отношение к восстановлению окружающей среды, производству солнечных батарей, сенсибилизированных красителем, производству газовых датчиков, разработке самоочищающихся поверхностей и др.

В данной работе исследована кинетика низкотемпературной люминесценции нано- и микропорошков анатазной фазы диоксида титана в условиях импульсного возбуждения с энергией квантов, превышающей край фундаментального поглощения.

#### Люминесцентные свойства

Было показано, что в спектрах фотолюминесценции (ФЛ) как микро-, так и нанопорошков доминирует широкая полоса с максимумом в районе ~2.3 эВ. Данная полоса неоднократно описывалась в литературе как типичная для ФЛ анатазной фазы  $TiO_2$ . Стоит отметить, что отождествление линии в районе 2.3 эВ с определённым механизмом излучательной рекомбинации до сих пор является предметом оживлённой дискуссии. В качестве источника излучения предлагаются рекомбинация носителей, связанных на химических дефектах, комбинации автолокализованных экситонов и рекомбинации с участием структурных дефектов, рекомбинации донорно-акцепторных пар.

С помощью измерений ФЛ с разрешением по времени было показано, что основная полоса люминесценции, расположенная в районе 2.3 эВ, демонстрирует близкий к степенному характер затухания. На рис. 1 показана кинетика ФЛ в районе 2.3 эВ измеренная для микро- (рис. 1a) и нано- (рис. 1b) порошка TiO<sub>2</sub> при температуре 5 К. Для микропорошка спад в диапазоне времен задержки  $t = 2 \cdot 10^1 - 10^2$ 10<sup>6</sup> нс неэкспоненциален и описывается степенной функцией t<sup>-x</sup> с показателем x=0.8. Схожая ситуация наблюдается для нанопорошков в диапазоне времен задержки t =  $4 \cdot 10^2 - 8 \cdot 10^4$  нс. Соответствующий спад аппроксимируется степенной функцией с показателем х=1.44. При этом, затухание сигнала ФЛ в диапазоне t = 30 – 300 нс аппроксимируется степенным спадом с x = 0.5.

Для каждого из двух типов порошков кинетики  $\Phi$ Л, представленные на рис. 1, содержат выраженный пик при временах отстройки 10-20 нс. Данный пик связан с влиянием экситонов на кинетику люминесценции TiO<sub>2</sub>. Данный вывод подтверждается анализом спектров и кинетики  $\Phi$ Л вблизи непрямого края фундаментального поглощения TiO<sub>2</sub>. В условиях эксперимента экситонная люминесценция TiO<sub>2</sub> не наблюдалась при временах отстройки, превышающих ~20 нс, поэтому при рассмотрении упомянутых выше степенных спадов мы не учитывали процессы передачи возбуждения от экситонной подсистемы.



Рис. 1. а) Затухание сигнала люминесценции в районе 2.3 эВ, измеренное для микропорошка (серая кривая) и его аппроксимация степенной t<sup>×</sup> зависимостью с показателем x = 0.8 (красный штрих). b) Затухание сигнала люминесценции в районе 2.3 эВ, измеренное для нанопорошка (серая кривая) и аппроксимация его фрагментов степенными зависимостями с показателем x=0.5 (жёлтый штрих) и x=1.44 (красный штрих)

Для описания обнаруженных степенных спадов предложена простая модель [1], позволяющая восстановить статистику распределения излучающихсостояний по их временам жизни. Данная модель позволила отождествить степенное затухание с показателем 0.5 – 1.44, наблюдаемое в микропорошках, с люминесценцией донорно-акцепторных пар.

Обнаруженная в нанопорошках перестройка степенного спада сигнала люминесценции объясняется влиянием поверхности на безызлучательную рекомбинацию донорно-акцепторных пар, размер которых сопоставим с размером наночастиц.

#### Заключение

Таким образом, исследована кинетика низкотемпературной люминесценции нано- и микропорошков анатазной фазы диоксида титана в условиях импульсного возбуждения с энергией квантов превышающей край фундаментального поглощения. Показано, что одна из основных полос люминесценции, расположенная в районе 2.25 эВ, демонстрирует близкий к степенному характер затухания. При этом форма и положение данной линии слабо меняются при изменении времени задержки t по отношению к приходу импульса возбуждения. Затухание сигнала для микрокристаллов описывается степенным законом с показателем 0.8 в диапазоне времен задержки  $t = 2 \cdot 10^1 - 10^6$  нс. Для нано кристаллов со средним размером ~10 нм наблюдается степенные спады с х=1.4 в диапазоне времен задержки  $t = 4 \cdot 10^2 - 8 \cdot 10^4$  нс и с x=0.5 в диапазоне времен задержки t = 30 – 300 нс. На границе измеренных степенных спадов мгновенное время затухания сигнала люминесценции достигает ~100 мкс и ~10 мкс для микро- и нанокристаллов, соответственно. Для описания обнаруженных степенных спадов предложена простая модель на основе рекомбинации донорно-акцепторных пар.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (Грант «Микромир» № 19-05-50145).

#### Литература

1. Кривобок В.С., Колобов А В., Дмитриева С.Е. *et al.* // Письма в ЖЭТФ, в. 112, №8, 501 (2020).

## Особенности расположения атомов Fe в магнитном полупроводнике GaAs:Fe с высокотемпературным внутренним ферромагнетизмом

#### А.В. Кудрин<sup>1</sup>, Р.Н Крюков<sup>1</sup>, В.П. Лесников<sup>1</sup>, Ю.А. Данилов<sup>1</sup>, М.В. Дорохин<sup>1</sup>, А.А. Конаков<sup>1</sup>

<sup>1</sup> Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского, пр. Гагарина, 23/3, 603950 Нижний Новгород.

\*kudrin@nifti.unn.ru

Методом рентгеновской фотоэлектронной спектроскопии были исследован состав и характер химических связей в слоях магнитного полупроводника GaAs:Fe с высокотемпературным внутренним ферромагнетизмом. Установлено, что атомы Fe замещают сравнимое количество атомов Ga и As. Отсутствие химической связи Fe-Fe свидетельствует о том, что слои GaAs:Fe не содержат кластеры Fe. Предположено, что атом Fe в позиции замещения Ga и As является акцептором с различным зарядовым состоянием. Это дает потенциальную возможность для реализации ферромагнитного обмена между атомами Fe посредством механизма двойного обмена Зенера.

#### Введение

В настоящее время получены интересные результаты по теме сильно-легированных Fe полупроводников АЗВ5, обладающих высокотемпературным внутренним (intrinsic) ферромагнетизмом. В частности, получены слои (Ga,Fe)Sb [1] и (In,Fe)Sb [2] с температурой Кюри выше комнатной, ферромагнитные свойства которых не связаны напрямую с обменным взаимодействием посредством носителей заряда, как в известном классе магнитных полупроводников (III,Mn)V. В полученных слоях (Ga,Fe)Sb и (In,Fe)Sb атомы Fe замещают элементы III группы (Ga, In), при этом электрическая активность примесных атомов Fe не проявляется, поскольку дефекты, возникающие в матрицах GaSb и InSb, дают определяющих вклад в тип проводимости и концентрацию носителей заряда. С учетом имеющихся данных по магнитным полупроводникам (III,Fe)V, нами были получены слои GaAs с концентрацией Fe до 20 ат. %. Созданные слои GaAs:Fe обладают ферромагнитными свойствами вплоть до комнатной температуры [3]. Исследования магнитного циркулярного дихроизма при различных энергиях света показали, что слои GaAs:Fe обладают внутренним ферромагнетизмом. Возникает вопрос о положении атомов Fe в матрице GaAs при такой высокой концентрации.

#### Методика эксперимента

Состав полученных слоев GaAs:Fe и особенности химических связей были исследованы методом рентгеновской фотоэлектронной спектроскопии (РФЭС) дополненным возможностью профилирования по глубине. Для возбуждения фотоэмиссии использовалась Al Ka линия с энергией 1486.7 eV. Диаметр анализируемой области составлял 3 мм. Профилирование по глубине проводилось путем травления поверхности образца ионным (Ar<sup>+</sup>) пучком с энергией 1 кэВ. Концентрация химических элементов определялась методом факторов относительной чувствительности [4]. В процессе РФЭС исследований регистрировались фотоэлектронные линии As 3d, Ga 3d, Fe  $2p_{3/2}$ , O 1s и C 1s.

#### Результаты и обсуждение

На рис. 1 представлен РФЭС профиль распределения атомов О, С, Ga, As и Fe в слое GaAs:Fe с концентрацией Fe  $\approx 20$  ат. %, выращенном при температуре 180 С [3]. Результаты анализа элементного состава показывают, что в полученных слоях GaAs:Fe концентрация атомов Ga практически равна концентрации атомов As.

Используя метод, описанный в [5], были проанализированы фотоэлектронные линии As 3d, Ga 3d и Fe  $2p_{3/2}$ , полученные в процессе профилирования. Анализ фотоэлектронных линий As 3d и Ga 3d показал, что в слое GaAs:Fe присутствуют химические связи Ga-As, As-Fe и Ga-Fe. Анализ фотоэлектронной линии Fe  $2p_{3/2}$  не выявил присутствие связи Fe-Fe (в приделах точности метода порядка 1ат. %), но выявил наличие связей Fe-As и Fe-Ga. Используемый метод анализа не позволяет различить связи Fe-As и Fe-Ga, может быть определено только суммарная концентрация химических связей Fe-As и Fe-Ga.



Рис. 1. РФЭС профиль распределения атомов О, С, Ga, As и Fe по глубине слоя GaAs:Fe с концентрацией Fe ≈ 20 ат. %, выращенного при температуре 180 С [3]

На рис. 2 представлен профиль концентрации следующих химических связей: Ga-As, As-Ga, Ga-Fe, As-Fe, всех химически связанных атомов Fe (Fe-Ga, Fe-As)



**Рис. 2.** Профиль концентрации химических связей в слое GaAs:Fe. *1* - Ga-As, *2* - As-Ga, *3* - Ga-Fe, *4* - As-Fe, *5* - все химически связанные атомы Fe (Fe-Ga, Fe-As)

Анализ химических связей показал, что сравнимое число атомов Ga и As химически связано с атомами Fe, следовательно, атомы Fe замещают сопоставимое количество атомов Ga и As. Отсутствие химической связи Fe-Fe свидетельствует о том, что слои GaAs:Fe не содержат кластеры Fe. В отличие от ранее полученных слоев (III,Fe)V, в которых атомы Fe замещают элементы III группы, особенностью GaAs является возможность равновероятного замещения атомами Fe элементов III и V группы при очень больших концентрациях Fe. Это делает возможным внедрение в процессе роста в GaAs очень высокого количества атомов Fe без необходимости компенсировать недостаток элемента V группы.

Известно, что атом Fe в позиции Ga является глубоким акцептором. Можно предположить, что Fe в позиции As также является акцептором, с зарядовым состоянием отличным от Fe в положении Ga. Следовательно, в системе GaAs:Fe присутствуют 3d элемент (Fe) в различном зарядовом состоянии.

Также высокая концентрация Fe делает вероятным переход электрона между атомами Fe с различными зарядовыми состояниями, что открывает возможность для реализации ферромагнитного обмена между атомами Fe посредством механизма двойного обмена Зенера.

Работа поддержана проектом РНФ № 18-79-10088.

- 1. S. Goel et al. // Phys. Rev. B 3, 084417 (2019).
- Kudrin A.V. *et al.* // J. Appl. Phys. 122, 183901 (2017).
- Kudrin A.V. *et al.* // Sem.. Sci. Tech. 35, 125032 (2020).
- Briggs D., Seah M.P. Practical surface analysis by auger and X-ray photoelectron spectroscopy, 3rd ed., John Wiley and Sons Ltd, (1985).
- Boryakov A.V. *et al.* // J. Elect. Spec. Rel. Phen., 50, 1443 (2018).

## Гетероструктуры с двумя слоями многокомпонентного магнитного полупроводника (III,Fe)V

#### А.В. Кудрин<sup>1</sup>, В.П. Лесников<sup>1</sup>, Р.Н Крюков<sup>1</sup>

1 Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского, пр. Гагарина, 23/3, 603950 Нижний Новгород. \*kudrin@nifti.unn.ru

Методом лазерного распыления твердотельных мишеней в вакууме были сформированы гетероструктуры на основе многокомпонентных слоев (III,Fe)V [(In,Fe)AsSb, (InGa,Fe)Sb, (InAl,Fe)Sb и (In,Fe)Sb], разделенных спейсером GaAs. Методом рентгеновской фотоэлектронной спектроскопии был исследован состав структур. Наблюдается диффузией атомов Ga в сторону поверхности структуры и диффузия атомов Fe в сторону подложки.

#### Введение

Введение большого количества железа в ряд полупроводниковых матриц III-V, позволяет получить слои высокотемпературных магнитных полупроводников нового класса (III, Fe) V. В частности, получены слои (Ga,Fe)Sb [1], (In,Fe)Sb [2] и GaAs:Fe [3] с температурой Кюри выше комнатной. Используемая нами технология импульсного лазерного нанесения позволяет формировать в одном технологическом процессе гетероструктуры на основе магнитных полупроводников (III,Fe)V различного состава. Так нами была получена структура p-i-n диода на основе магнитного полупроводника р-типа (Ga,Fe)Sb и магнитного полупроводника n-типа (In,Fe)Sb [4]. Нами также были сформированы слои (III,Fe)V на основе твердых растворов InGaSb и InGaAs различного состава. Формирование твердых растворов (III,Fe)V в принципе может позволить получить слои магнитного полупроводника с нужным типом проводимости и оптимальной шириной запрещенной зоны. В представляемой работе на подложке GaAs мы сформировали гетероструктуры на основе многокомпонентных слоев (III,Fe)V [(In,Fe)AsSb, (InGa,Fe)Sb, (InAl,Fe)Sb и (In,Fe)Sb], разделенных GaAs спейсером.

#### Методика эксперимента

Слои (III,Fe)V были получены методом лазерного распыления твердотельных мишеней InSb, InAs, GaSb, Al и Fe в вакууме при температуре ростового процесса 200 °C. Состав полученных структур были

исследованы методом рентгеновской фотоэлектронной спектроскопии (РФЭС) дополненным возможностью профилирования по глубине. Для возбуждения фотоэмиссии использовалась Al K $\alpha$  линия с энергией 1486.7 eV. Диаметр анализируемой области составлял 3 мм. Профилирование по глубине проводилось путем травления поверхности образца ионным (Ar<sup>+</sup>) пучком с энергией 1 кэВ. Концентрация химических элементов определялась методом факторов относительной чувствительности [4].

#### Результаты и обсуждение

На рис. 1 представлен РФЭС профиль распределения составляющих атомов в структурах (In,Fe)AsSb/GaAs/(In,Fe)AsSb/GaAs sub. И (InGa,Fe)Sb/GaAs/(In,Fe)AsSb/GaAs sub. На рис. 2 представлен РФЭС профиль распределения составатомов ляющих в структурах (In,Fe)AsSb/GaAs/(In,Fe)AsSb/GaAs sub. И (InGa,Fe)Sb/GaAs/(In,Fe)AsSb/GaAs sub. Определенный состав слоев в целом хорошо согласуется с задаваемым технологическим составом. Изменение соотношение времен распыления мишеней InSb и InAs, а также мишеней InSb и GaSb, сказывается на составе полученных твердых растворов (In,Fe)AsSb и (InGa,Fe)Sb. В области слоев с технологическим составом (In,Fe)AsSb и (InAl,Fe)Sb наблюдается присутствие значительного количества Ga (до 20 ат. %), что вероятно связано с диффузией атомов Ga в сторону поверхности структуры в процессе роста слоев.



**Рис. 1.** РФЭС профиль распределения атомов по глубине для структуры (In,Fe)AsSb/GaAs/(In,Fe)AsSb/GaAs sub. и (InGa,Fe)Sb/GaAs/(In,Fe)AsSb/GaAs sub.

На РФЭС профилях наблюдается смещение профилей атомов Fe в сторону GaAs спейсера и подложки. Эффект подобной диффузии атомов Fe требует дополнительного исследования, поскольку регистрируемая концентрация Fe в GaAs спейсере и подложки значительно (на два порядка) превышает термодинамический предел растворимости Fe в GaAs. Особенностью слоев (InAl,Fe)Sb является взаимодействие Al с кислородом воздуха после извлечение слоев из ростовой камеры. Слои (In-Al,Fe)Sb необходимо закрывать покровным слоем, например, слоем GaAs (рис. 2b).





**Рис. 2.** РФЭС профиль распределения атомов по глубине для структуры (InGa,Fe)Sb/GaAs/(InGa,Fe)Sb/GaAs sub. и GaAs/(InAl,Fe)Sb/GaAs/(InGa,Fe)Sb/GaAs sub.

Работа поддержана проектом РНФ № 18-79-10088.

- 1. Goel S. et al. // Phys. Rev. B 3, 084417 (2019).
- Kudrin A.V. et al. // J. Appl. Phys. 122, 183901 (2017).
- Kudrin A.V. *et al.* // Sem.. Sci. Tech. 35, 125032 (2020).
- Briggs D., Seah M.P. Practical surface analysis by auger and X-ray photoelectron spectroscopy, 3rd ed., John Wiley and Sons Ltd, (1985).

## Формирование полупроводникового интерметаллида Li<sub>x</sub>Au<sub>y</sub> на поверхности вольфрама

#### Ю.А. Кузнецов<sup>1</sup>, М.Н. Лапушкин<sup>1,\*</sup>

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

\*Lapushkin@ms.ioffe,ru

Исследована электронно-стимулированная десорбция атомов Li в системе Li/Li<sub>x</sub>Au<sub>y</sub>/Au/W. Обнаружено формирование полупроводникового слоя Li<sub>x</sub>Au<sub>y</sub>. Показано, что процессы ЭСД происходят в интерфейсе монослой Li – слой Li<sub>x</sub>Au<sub>y</sub>.

#### Введение

Поиск новых полупроводниковых материалов остается актуальным и в настоящее время. Одним из перспективных направлений является поиск полупроводников среди интерметаллидов, например, среди малоизученных соединений золота со щелочными металлами, в которых золото выступает в неожиданной для себя роли – аниона. Ранее было показано, что соединения Na<sub>x</sub>Au<sub>v</sub>[1, 2], K<sub>x</sub>Au<sub>v</sub>[3] и Cs<sub>x</sub>Au<sub>v</sub> [4, 5] являются полупроводниками. Нам неизвестны экспериментальные работы по определению являются ли интерметаллиды Li<sub>x</sub>Au<sub>v</sub> полупроводниками или металлами. Основное направление исследований соединений Li<sub>x</sub>Au<sub>v</sub> в настоящее время - это теоретические расчеты. Процесс адсорбции атомов лития на поверхности золота в отличие от адсорбции других щелочных металлов на золоте практически не изучен.

Исследования были проведены методом электронно-стимулированной десорбции (ЭСД). Облучение электронами с энергией более 20 эВ вызывают десорбцию нейтральных атомов, но только с поверхности диэлектриков или полупроводников. С поверхности металлов ЭСД не наблюдается, что связано с быстрой релаксации возбужденных состояний в металле. ЭСД позволяет исследовать процесс формирования ультратонких толщиной несколько монослоев неметаллических покрытий на металлах.

Целью работы было исследование формирования на поверхности золота пленок Li<sub>x</sub>Au<sub>y</sub> толщиной несколько монослоев при напылении атомов лития на золото.

#### Эксперимент

Измерения выполнены *in situ* в сверхвысоковакуумной установке «Спектрометр ЭСД» при давлении не хуже, чем  $5 \cdot 10^{-10}$  Torr при T = 300 K. На поверхность вольфрамовой ленты напыляли золото при температуре 300 К. В дальнейшем на слой золота при T=300 К напыляли атомы лития. В эксперименте измеряли выход ЭСД нейтральных атомов лития в зависимости от энергии бомбардирующих электронов, толщины золотой плёнки и количества напыляемых атомов лития. Концентрация лития на поверхности ленты определялась по времени напыления постоянным потоком, интенсивность которого измерялась по току поверхностной ионизации на ленте, и составляла в монослое атомов лития  $5 \cdot 10^{15}$  атом/см<sup>-2</sup>. Концентрация напыления и составляла в монослое атомов золота  $1 \cdot 10^{15}$  атом/см<sup>-2</sup>.

#### Результаты и обсуждение

На рис. 1 представлен выход ЭСД атомов лития с поверхности вольфрама, покрытого двумя монослоями Au от количества напыленных атомов лития. Выход атомов Li при ЭСД из адслоя лития на поверхности W, покрытого двумя монослоями Au, не наблюдается при покрытиях Li меньше одного монослоя, что отражает металлический характер интерфейса Li/Au/W также как и для ранее изученных систем Na/Au/W, K/Au/W и Cs/Au/W. При дозе напыления более одного монослоя лития ЭСД атомов Li начинает регистрироваться. Это означает, что начинает формироваться полупроводниковая плёнка Li<sub>x</sub>Au<sub>v</sub> только после напыления одного монослоя Li на Au. При увеличении дозы напылённого Li происходит линейный рост выхода вплоть до дозы напылённого Li, соответствующей двум монослоям Li, когда наблюдается максимум выхода. Можно предположить, что в этом случае формируется LiAu. Следует отметить, что в процессе формирования интерметаллида не принимает участие ближайший к вольфрамовой подложке монослой Au и верхний монослой Li, как это было показано в исследования по формированию интерметаллидов Na<sub>x</sub>Au<sub>y</sub>, K<sub>x</sub>Au<sub>y</sub> и Cs<sub>x</sub>Au<sub>y</sub>. При дальнейшем напылении атомов Li выход ЭСД уменьшается. Спад выхода ЭСД атомов лития можно объяснить тем, что диффузия атомов лития через слой LiAu затруднен и начинает формироваться второй монослой атомов лития препятствующий выходу образованных в процессе ЭСД нейтральных атомов лития.



**Рис. 1.** Выход атомов Li при ЭСД с вольфрама, покрытого двумя монослоями золота, при *T* = 300 К в зависимости от концентрации адсорбированного лития для энергии бомбардирующих электронов 64 eV

Для более толстых напыленных пленок Au на W наблюдается похожая картина: при дозе напыления, соответствующей более одного монослоя Li появляется ЭСД атомов лития, что указывает на формирование полупроводниковой пленки интерметаллида  ${\rm Li}_x{\rm Au}_y$  различной стехиометрии. Стехиометрия получаемых соединений зависит от количества напыляемого атомов Au и Li. Отметим, что при напылении менее одного монослоя лития на пленку золота любой толщины не наблюдается ЭСД атомов лития, что совпадает с ранее полученными результатами для Na/Au/W, K/Au/W и Cs/Au/W.

На рис. 2 представлена зависимость выхода ЭСД атомов Li от энергии возбуждающих электронов, в которой наблюдается два квазирезонансных пика с максимумами при 64 и 82 eV, соответствующие энергиям ионизации уровней Au  $5p_{3/2}$  и  $5p_{1/2}$ .



**Рис. 2.** Выход *ЭСД* атомов Li при ЭСД с вольфрама, покрытого двумя монослоями золота и двумя монослоями лития, при *T* = 300 К в зависимости от энергии бомбардирующих электронов

#### Выводы

Обнаружена ЭСД атомов Li с поверхности Li<sub>x</sub>Au<sub>y</sub>. При облучении электронами интерфейса Li/Li<sub>x</sub>Au<sub>y</sub>/Au/W образуются дырки на уровнях Au°5 $p_{3/2}$  и Au 5 $p_{1/2}$ . В дальнейшем они заполняются электронами с более высоких уровней, приводя к различным Оже-процессам. В результате электронных переходов происходит образование нейтрального атома Li в поверхностном монослое, который в дальнейшем десорбируется. Все электронные переходы происходят в интерфейсе Li/Li<sub>x</sub>Au<sub>y</sub>.

#### Финансовая поддержка

Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ в рамках научного проекта № 20-02-00370.

- Кнатько М.В., Лапушкин М.Н., Палеев В.И. // ЖТФ. Т. 68, 108 (1998).
- Агеев В.Н., Кузнецов Ю.А., Потехина Н.Д. // ФТТ, Т. 51, 393 (2008).
- Кузнецов Ю.А., Лапушкин М.Н. // Письма в ЖТФ, Т. 46, 35 (2020).
- Spicer W.E., Sommer A.N., White J.G. // Physical Review, V. 115, 57 (1959).
- Christensen N.E., Kollar J. // Solid State. Communication. V. 46, 727 (1983).

## Способ формирования фазы β-FeSi<sub>2</sub> методом импульсного лазерного осаждения

#### Ю.М. Кузнецов<sup>1,2,\*</sup>, М.В. Дорохин<sup>1</sup>, А.В. Нежданов<sup>2</sup>, В.П. Лесников<sup>1</sup>, Д.А. Здоровейщев<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup> Научно-исследовательский физико-технический институт Нижегородского государственного университета им. Н.И. Лобачевского, 603950, Россия, Нижний Новгород, проспект Гагарина 23а.

<sup>2</sup> Физический факультет Нижегородского государственного университета им. Н.И. Лобачевского, 603950, Россия, Нижний Новгород, проспект Гагарина 23а.

#### \* yurakz94@list.ru

Рассмотрен новый способ формирования фазы β-FeSi<sub>2</sub> методом импульсного лазерного осаждения в вакууме. Структуры, содержащие слои фазы β-FeSi<sub>2</sub>, сформированы на подложках кремния, арсенида галлия и сапфира. Состав сформированных образцов исследован путём анализа спектров комбинационного рассеяния света. Для анализа магнитных свойств выполнены исследования магнитополевой зависимости сопротивления Холла. Показано, что на фазовый состав плёнки влияет диффузия атомов железа в процессе роста плёнки.

Силицид железа – сложное соединение, обладающее большим количеством различных фаз, характеризуемых широчайшим спектром физических свойств, что вызывает большой интерес в их исследовании. Наиболее интересной является фаза  $\beta$ -FeSi<sub>2</sub>, обладающая оптоэлектронными свойствами (например, фотолюминесценцией при 1,54 *мкм*) [1-3]. Согласно [4] эта фаза обладает низким коэффициентом теплопроводности, что в совокупности с высоким коэффициентом Зеебека в области низких температур (до 2 *мB/K* при *T* < *160K*) [5] позволяет рассматривать это соединение как перспективный низкотемпературный термоэлектрик.

Всё вышеназванное позволяет сделать вывод о том, что разработка методов формирования исследование различных свойств плёнок β-FeSi<sub>2</sub> является интересной задачей. В данной работе приводится способ формирования фазы β-FeSi<sub>2</sub> методом импульсного лазерного осаждения.

#### Исследуемые структуры

Структуры формировались методом импульсного лазерного осаждения в вакууме (~  $10^{-6}$  *Topp*). В процессе осаждения производилось распыление составной мишени из секторов Si и Fe импульсным YAG:Nd-лазером. Температура подложки составляла 500 °C. Параметры роста указаны в табл. 1.

Для анализа влияния диффузии железа в процессе роста на свойства формируемых плёнок в качестве подложек были выбраны: пластины кремния марки КЭФ-4000 <100> (Si), сапфира <1102> (Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>) и полуизолирующего арсенида галлия <100> (GaAs).

#### Таблица 1. Список структур

N⁰	Подложка	Время распыления, мин	Мишень
1	Si	-	-
2	Al <sub>2</sub> O <sub>3</sub>	50	
3	Si	50	Si ~ 83%
4	GaAs	60	Fe ~ 17%
5	Al <sub>2</sub> O <sub>3</sub>	60	
6	Al <sub>2</sub> O <sub>3</sub>	40	Si ~ 92%
7*	Si	40	Fe ~ 8%

#### Методика эксперимента

Фазовый анализ полученных структур проводился путём регистрации спектров комбинационного рассеяния света на установке *ИНТЕГРА СПЕКТРА* производства *NT-MDT*. В установке использовался лазер с длиной волны 473 *нм*. Излучение фокусировалось 100х объективом с апертурой NA = 0,95 в пятно диаметром 1 *мкм*. Мощность излучения лазера составляла 0,5 *мВт*.

Дополнительным методом исследования выступала регистрация магнитополевой зависимости аномальной составляющей сопротивления Холла, пропорциональной намагниченности. Все измерения выполнены при комнатной температуре.

#### Результаты эксперимента

Из спектров комбинационного рассеяния (рис. 1) видно, что на всех структурах отчётливо наблюдается три пика (178, 194, 248) *см*<sup>-1</sup>, соответствующих связям Fe-Fe и Fe-Si фазы β-FeSi<sub>2</sub> (см. табл. 2). Комбинация пиков позволяет утверждать, что была сформирована фаза  $\beta$ -FeSi<sub>2</sub> вне зависимости от выбранной подложки. Также важно отметить наличие в спектрах пика 525 *см*<sup>-1</sup>, соответствующего связи Si-Si и связанного с фазой поликристаллического кремния.



Рис. 1. Спектры комбинационного рассеяния

**Таблица 1.** Положение пиков на спектрах комбинационного рассеяния исследуемых структур

N⁰	Пик, см⁻¹	Фаза	Ссылка
1	178	β-FeSi₂ (Fe-Fe)	[6,8]
2	194	β-FeSi₂ (Fe-Fe)	[6,7]
3	248	β-FeSi₂ (Fe-Fe)	[6,7]
4	268	Fe₃Si (Si-Fe)	[8]
5	291	Fe₃Si (Si-Fe)	[8]
6	340	β-FeSi₂ (Si-Fe)	[6,7]
7*	525	Si (Si-Si)	[6-8]

На спектрах структур 2-6 регистрируется пик при  $340 \ cm^{-1}$ , который также относится к фазе  $\beta$ -FeSi<sub>2</sub>, при этом на спектрах от структур 6 и 7 этого пика не наблюдается, что объясняется малым содержанием железа в распыляемой мишени для этих структур.

Дополнительно в спектрах от структур 3 и 4 регистрируются два пика (268, 291)  $cm^{-1}$ , соответствующие связи Si-Fe в фазе Fe<sub>3</sub>Si, на спектрах других структур эти пики обнаружены не были. Наличие этих пиков свидетельствует о формировании дополнительной обогащённой железом фазы, причём по величине пика можно судить о высокой объёмной доле дополнительной фазы в этих структурах.

Дополнительным доказательством формирования третьей магнитной фазы Fe<sub>3</sub>Si в структурах 3 и 4 может служить проявление в плёнках аномального эффекта Холла (рис. 2). На других структурах эффект Холла зарегистрировать не удалось.



**Рис. 2.** Магнитополевая зависимость сопротивления Холла структур 3 и 4

#### Выводы

В работе показан способ формирования фазы  $\beta$ -FeSi<sub>2</sub> методом импульсного лазерного осаждения в вакууме. На подложках кремния и арсенида галлия помимо фазы  $\beta$ -FeSi<sub>2</sub> формируются дополнительные ферромагнитные фазы силицида железа, что связывается нами с изменением условий формирования плёнки за счёт диффузии атомов железа в подложку в процессе роста структуры. Использование в качестве подложек диэлектрических пластин, диффузия железа в которые существенно замедленна, позволяет получить фазу  $\beta$ -FeSi<sub>2</sub> без образования дополнительных фаз силицида железа.

Работа выполнена при поддержке грантов РФФИ (20-38-70063, 20-32-90032).

- 1. Liu Z. et al. // J. Cryst. Growth, 307, P.82, (2007).
- Wan Q., Wang T.H., Lin C.L. // Appl. Phys. Lett., 82, 19, P.3224, (2003).
- Han Y.P. *et al.* // Mod. Phys. Lett. B, 26, 15, P.1250097, (2012).
- 4. Chena Z.G. *et al.* Progress in Natural Science: Materials International, 22, **6**, P.535, (2012).
- Behr G. *et al.* // Phys. Stat. Sol. A, 160, P.549, (1997).
- Schuller B. *et al.* // J. App. Phys., 94, 1, P.207, (2003).
- Terai Y. *et al.* // JJAP Conf. Proc., 3, P.011109, (2015).
- 8. Liu Z. et al. // J. Cr. Growth, 307, P.82, (2007).

# Квантовый транспорт в полупроводниковом нанослое с учетом поверхностного рассеяния носителей заряда

#### И.А. Кузнецова<sup>1</sup>, О.В. Савенко<sup>2</sup>, Д.Н. Романов<sup>3</sup>

Ярославский государственный университет им. П.Г. Демидова, ул. Советская, 14, Ярославль, 150003 <sup>1</sup>kuz@uniyar.ac.ru, <sup>2</sup>o.savenko@uniyar.ac.ru, <sup>3</sup>romanov.yar357@mail.ru

Решена задача об электропроводности тонкого проводящего нанослоя с учетом квантовой теории процессов переноса. Толщина слоя может быть сравнима и меньше длины волны де Бройля носителей заряда. Поверхность постоянной энергии имеет вид эллипсоида вращения, главная ось которого параллельна плоскости слоя. Получены аналитические выражения для компонент тензора проводимости, как функции безразмерных толщины, химического потенциала, параметра эллиптичности и параметров шероховатости поверхностей. Рассмотрены предельные случаи вырожденного и невырожденного электронного газа. Проведено сравнение результатов, полученных для двух предельных случаев и с известными экспериментальными данными для слоя кремния.

В настоящей работе построено аналитическое решение задачи об электропроводности тонкого проводящего нанослоя. Слой является достаточно тонким, толщина слоя может быть сравнима или меньше длины волны де Бройля носителя заряда. В этом случае необходимо учитывать квантование энергетического спектра носителей заряда. В качестве математического аппарата к решению задачи используется квантовая теория явлений переноса, основанная на решении уравнения Лиувилля. Показано, что для диагональных элементов матрицы плотности уравнение Лиувилля можно привести к виду, аналогичному кинетическому уравнению Больцмана. Предполагается, что отклонение системы носителей заряда от состояния равновесия невелико: можно ввести понятие времени релаксации для объемного рассеяния. Поверхностное рассеяние носителей заряда учитывается при помощи граничных условий Соффера, полученных в результате решения квантовомеханической задачи о взаимодействии электронной волны с поверхностью слоя. Найденные диагональные компоненты матрицы плотности позволяют рассчитать такие характеристики, как плотность тока и интегральная проводимость. Поскольку поверхность постоянной энергии представляет собой эллипсоид вращения, главная ось которой параллельна плоскости слоя, проводимость будет представлять собой тензор второго ранга.

#### Результаты и обсуждение

Получены аналитические выражения для компонент тензора интегральной проводимости слоя как функции безразмерных параметров: толщины слоя  $x_0$ , химического потенциала  $u_{\mu}$ , параметра эллиптичности k и параметров шероховатости поверхностей  $g_1$  и  $g_2$ .

На рис. 1 представлены зависимости безразмерной продольной  $\Sigma_{\parallel}$  и поперечной  $\Sigma_{\perp}$  компонент тензора интегральной проводимости от безразмерной толщины x<sub>0</sub> при значении параметра эллиптичности k равным 0,7. На рисунке видно, что продольная проводимость меньше поперечной. В случае вырожденного электронного газа зависимости проводимости от толщины ведут себя осциллирующим образом. Период осцилляций одинаковый и равен  $a/2\lambda_{\rm F}$  (*a* – толщина слоя,  $\lambda_{\rm F}$  – длина волны де Бройля носителя заряда с энергией Ферми) С увеличением параметра шероховатости поверхностей и толщины осцилляции становятся менее ярко выраженными, а при значениях g > 0.03и  $x_0 > 3$  практически исчезают. В случае невырожденного электронного газа осцилляционной зависимости проводимости от толщины не наблюдается.

На рис. 2 изображены зависимости безразмерной продольной компоненты тензора интегральной проводимости  $\Sigma_{\parallel}$  от параметра шероховатости нижней поверхности  $g_1$ .

При значениях  $0 < g_1 < 0,4$  проводимость уменьшается с ростом шероховатости, а при  $g_1 > 0,4$  проводимость практически не изменяется. С уменьшением параметра шероховатости относительное различие между кривыми, отвечающими разным значениям толщины  $x_0$ , уменьшается, а различие между сплошными и пунктирными кривыми возрастает.



Рис. 1. Зависимости  $\Sigma_{\parallel}$  (кривые 1 – 4) и  $\Sigma_{\perp}$  (кривые 5 – 8) от безразмерной толщины  $x_0$  при значении k = 0,7: 1, 3, 5, 7: g= 0; 2, 4, 6, 8: g = 0,03. Сплошные кривые построены для случая вырожденного, а пунктирные – невырожденного электронного газа.



**Рис. 2.** Зависимости  $\Sigma_{\parallel}$  от параметра шероховатости поверхности  $g_1$  при значении  $k = 0,7, g_2 = 0$ : 1, 4:  $x_0 = 1,25$ ; 2, 5:  $x_0 = 1,75$ ; 3, 6:  $x_0 = 2,25$ . Сплошные кривые построены для случая вырожденного, пунктирные – невырожденного электронного газа

На рис. З представлены зависимости удельного сопротивления тонкого слоя кремния, легированного мышьяком при температуре 300 К. Точки – экспериментальные данные работы [1], сплошная кривая – теоретический расчет с учетом квантования энергетического спектра носителей, пунктирная кривая – теоретический расчет в квазиклассическом приближении.

Концентрация примесей равна 5·10<sup>19</sup> см<sup>-3</sup>, т.е. электронный газ вырожден. Значения длины свободного пробега λ и длины волны де Бройля носителей заряда  $\lambda_B$  приведены на рис. 3. Теоретические расчеты согласуются с экспериментальными данными при значениях параметров шероховатости 0,05. Главная особенность экспериментальных поведения зависимостей сопротивления от толщины заключается в резком увеличении сопротивления слоя при толщинах сравнимых или меньших 10 нм. Это, возможно, связано со следующим обстоятельством. С уменьшением толщины расстояние между соседними разрешенными значениями энергии увеличивается. Количество уровней, на которые могут попадать электроны из валентной зоны в зону проводимости, уменьшается. Это приводит к уменьшению концентрации свободных носителей заряда и, как следствие, увеличению сопротивления.



**Рис. 3.** Зависимости удельного сопротивления нанопленки кремния от толщины. Точки – экспериментальные данные работы [1]. Сплошная кривая теоретический расчет при значениях  $g_1 = g_2 = 0,05$ , k = 0,6,  $\lambda = 50$  нм,  $\lambda_B = 12$  нм, пунктирная кривая – теоретический расчет в квазиклассическом приближении (а >>  $\lambda_B$ )

«Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ в рамках научного проекта № 19-32-90008»

#### Литература

 MacHale J., Meaney F., Kennedy N. *et al.* // J. Appl. Phys. V. 125, 225709 (2019).

## Изучение электронно-ядерной спиновой динамики в GaAs:Mn

М.С. Кузнецова<sup>1,\*</sup>, А.Е. Евдокимов<sup>1</sup>, А.В. Михайлов<sup>1</sup>, К.В. Кавокин<sup>1</sup>, Р.И. Джиоев<sup>2</sup>

<sup>1</sup> Лаборатория Оптики Спина, Санкт Петербургский государственный университет, 198504, СПб, Россия

<sup>2</sup> Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе, Российская Академия Наук, 194021 СПб, Россия

\*mashakuznecova@bk.ru

Экспериментально изучены времена электронной спиновой релаксации и времени жизни электрона в образцах объемного GaAs, легированного Mn. Исследовалась изменение степени циркулярной поляризации фотолюминесценции (ФЛ) в поперечном и продольном магнитных полях. Было обнаружено увеличение времени релаксации электронного спина от 25 нс при слабой мощности накачки до 300 нс при пороговой мощности накачки. Так же продемонстрирован эффект резонансного охлаждения ядерной спиновой системы оптически ориентированным электронным спинами.

#### Введение

Понимание механизмов спиновой релаксации в твердых телах является предпосылкой к развитию спинтроники. В более ранних экспериментах было показано, что время спиновой релаксации электронов в n-GaAs может достигать 300 нс [1, 2] и лимитироваться сверхтонким взаимодействием. В то же время, релаксация электронного спина в p-GaAs, обусловленная механизмом Бира-Аронова-Пикуса (БАП), оказывается существенно более быстрой даже при низких температурах. В данной работе исследована спиновая релаксация электронов и их взаимодействие с ядерными спинами в p-GaAs, легированном Mn. Для этого материала существует возможность подавления спиновой релаксацию по механизму БАП за счёт компенсации магнитных моментов локализованных дырок и d-электронов Mn.

#### Методика эксперимента

В данной работе исследовалось поведение времени релаксации спина фоторожденного электрона в объемных слоях GaAs легированного Mn, выращенного методом жидкофазной эпитаксии.

Степень легирования образца составляет  $N_{Mn}{=}2.77$  x  $10^{17}$  см $^3$ ,  $N_d{-}N_a{=}3.44 \times 10^{15} \text{см}^{-3}$ , где  $N_{Mn}$ ,  $N_d$  и  $N_a$  – концентрации акцептора Mn, мелкого донора и акцептора соответственно.

Мы исследовали электронную спиновую динамику, используя оптическую ориентацию при непрерывном лазерном возбуждении Ti:Sapphire лазером. Для модуляции поляризации оптической накачки, использовался электрооптический модулятор.

Типичный спектр ФЛ GaAs:Мп в зависимости от мощности накачки представлен на рис. 1. Пик ФЛ на энергии 1.51 эВ соответствует излучению свободных или локализованных на доноре экситонов (Х). Пик с энергией 1.41 эВ соответствует переходу Мп. Линия, связанная с переходом на Мп наблюдается при всех значениях мощности накачки, в то время как экситонная линия появляется после критических мощностей P=2-5эВ.



Рис. 1. Спектры ФЛ при различных мощностях оптического возбуждения. На вставке представлена зависимость отношения интенсивностей линии экситона и Mn

Для определения времени электронной спиновой релаксации измерялась циркулярная поляризация фотолюминесценции в поперечном (эффект Ханле) и продольном (эффект восстановления циркулярной поляризации (PRC)) магнитных полях.

Экспериментально измерялась зависимость формы кривых Ханле и PRC от мощности оптической накачки (см. рис. 2). Измерения проводились при модуляции циркулярной поляризации оптического возбуждения на частоте  $f_{mod} = 50$  кГц, чтобы избежать влияния динамической ядерной поляризации на динамику электронного спина. В таких условиях полуширина кривых Ханле и PRC определятся только временем электронной спиновой релаксации.



**Рис. 2**. а) Кривые Ханле, (b) Кривые PRC, измеренные при *f<sub>mod</sub>=50* кГц как функция мощности накачки

Из анализа экспериментальных данных, мы определили время релаксации спина электрона и времени жизни в зависимости от мощности накачки (рис. 3). Зависимость времени электронной спиновой релаксации от накачки немонотонна.

При малых мощностях накачки заряженные акцепторы Mn захватывают фоторожденные дырки, что приводит к компенсации создаваемого акцепторами флуктуирующего поля, вызывающего спиновую релаксацию. В результате время релаксации электронного спина возрастает. При больших мощностях возбуждения все акцепторы Mn становятся нейтральными, и наблюдается быстрая релаксация спина электрона за счет механизма БАП. Время жизни электрона очень длинное для такого типа структур и достигает 85 нс при малых мощностях накачки.

Как видно из рис. 2, при больших мощностях накачки на кривой Ханле появляются дополнительные максимумы. Эти максимумы связаны с резонансным охлаждением ядерной спиновой системы за счет оптически ориентированных электронных спинов. Магнитные поля, в которых наблюдаются максимумы кривой Ханле в наших экспериментах, соответствуют резонансному охлаждению <sup>71</sup>Ga (см. рис. 4).



**Рис. 3.** Время релаксации спина электрона (а) и времени жизни электрона (b) в зависимости от мощности оптического возбуждения



**Рис. 2**. а) Кривые Ханле, (b) Кривые PRC, измеренные при *f<sub>mod</sub>*=50 кГц как функция мощности накачки

#### Результаты и обсуждения

Времена релаксации электронного спина в GaAs структурах с акцепторами Mn могут быть сопоставимыми со временами релаксации в донорных структурах. В таких материалах ярко проявляется эффект резонансного охлаждения ядерных спинов, что делает их перспективными для исследования электронно-ядерной спиновой динамики.

#### Благодарность

Работа была выполнена при финансовой поддержке DFG в рамках Международного Центра совместных исследований TRR 160 (проект № А6) и РФФИ (грант № 19-52-12043). МСК благодарит СПбГУ за финансовую поддержку в рамках гранта № ID 73031758.

- 1. Dzhioev R.I. et al. // JETP Lett. 74, 182 (2001).
- Dzhioev R.I. *et al.* // Phys. Rev. Lett. 88, 256801 (2002).

### Прыжковая проводимость тонких легированных слоёв в чистом искусственном алмазе

#### В.А. Кукушкин

Институт прикладной физики РАН, ул. Ульянова, 46, Нижний Новгород, 603950

Нижегородский государственный университет им. Н. И. Лобачевского, пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950 vakuk@appl.sci-nnov.ru

С помощью теорий прыжковой проводимости и перколяции в широком диапазоне температур от 30 до 450 К рассчитано статическое сопротивление слоя алмаза с толщиной около 7 нм при концентрации легирующей примеси (конкретно атомов бора) в нём около 5 · 10<sup>20</sup> см<sup>-3</sup>, что лишь немного меньше порога его фазового перехода в металлическое состояние. В полученную для сопротивления аналитическую формулу входят лишь два подгоночных параметра°— статическая диэлектрическая проницаемость такого слоя (которая, как известно, на пороге фазового перехода изолятор-металл может быть во много раз больше, чем у нелегированного алмаза) и его сопротивление на верхней границе данного температурного диапазона. В результате сравнения этой формулы с экспериментальными данными сделан ряд выводов о механизме проводимости тонких легированных неметаллических слоёв в чистом искусственном алмазе.

Тонкие легированные слои в осаждённых из газовой фазы (CVD) чистых плёнках искусственного алмаза создаются с целью увеличения подвижности носителей заряда и, следовательно, быстродействия приборов алмазной электроники, например полевых транзисторов. Данный эффект достигается за счёт квантового проникновения носителей заряда из образуемой тонким легированным слоем потенциальной ямы в окружающий его нелегированный (чистый) алмаз. В результате их рассеяние на находящихся в тонком легированном слое ионизованных атомах легирующей примеси должно снижаться, а подвижность возрастать. Однако в ряде экспериментов [1] с тонкими легированными слоями такого увеличения подвижности зарегистрировано не было. Поэтому дальнейшее, как экспериментальное, так и теоретическое, изучение влияния толщины этих слоёв на механизм их проводимости является актуальной задачей современной алмазной электроники.

#### Метод расчёта

Для расчёта были выбраны следующие параметры слоя: толщина d=7 нм, легирующая примесь – бор (акцептор), концентрация в слое – около  $N \approx 5 \cdot 10^{20}$  см<sup>-3</sup>, что лишь немного меньше порога его фазового перехода в металлическое состояние, диапазон температур – от 30 до 450 К. Такой выбор параметров объясняется тем, что для них имеются данные измерений [1], что позволяет сравнить теорию с экспериментом.

Расчёты проводились с помощью теорий прыжковой проводимости и перколяции [2], адаптированных для легированного алмаза.

#### Результаты и обсуждение

~ ~

В результате была получена следующая формула для температурной зависимости сопротивления слоя  $R_s$ , имеющая вид формулы Аррениуса с зависящим от температуры предэкспоненциальным фактором:

$$R_{\rm s} = R_{\rm s0} \left(\frac{450}{T}\right)^{\frac{2.9}{4}} \exp\left(\frac{E_{\rm a}}{k_{\rm B}T}\right) / \exp\left(\frac{E_{\rm a}}{k_{\rm B}450}\right),\tag{1}$$

где  $R_{\rm s0}$  — сопротивление слоя при температуре T=450 K,

$$E_a = \frac{2e^2\ln(\varepsilon_d/\varepsilon)}{d\varepsilon_d} + \frac{e^2}{2l\varepsilon_d}$$
(2)

– не зависящая от температуры энергия активации, e – заряд электрона,  $\mathcal{E}_d$  – статическая диэлектрическая проницаемость слоя легированного алмаза (которая, как известно [3], на пороге фазового перехода изолятор—металл может значительно превышать статическую диэлектрическую проницаемость нелегированного алмаза  $\varepsilon \approx 5.7$ ),  $l = r_{\rm B}\sqrt{\mathcal{E}_d/\mathcal{E}}$  [3] – характерный масштаб волновых функций локализованных состояний дырок в слое,  $r_{\rm B} = \hbar^2 \varepsilon/(e^2 m_{\rm h}) \approx 7.2$  Å – боровский радиус захваченных атомами бора дырок в алмазе,  $m_{\rm h} \approx$   $0.4m_{\rm e}$  – средняя эффективная масса дырки,  $m_{\rm e}$  – масса свободного электрона.

В формулу (1) входят только два подгоночных параметра –  $R_{s0}$  и  $\varepsilon_d$ . Она наилучшим образом аппроксимирует данные измерений [1] при  $R_{s0} =$  $1.5 \cdot 10^5$  Ом и  $\varepsilon_d = 119.7$  для первого образца из [1] и  $\varepsilon_d = 74.1$  для второго образца из [1] (см. рис. 1 и 2).



Рис. 1. Зависимость сопротивление легированного слоя CVD алмаза от температуры для первого образца из [1]: сплошная кривая – экспериментальные данные, штриховая кривая – расчёт по формуле (1)



Рис. 2. Зависимость сопротивление легированного слоя CVD алмаза от температуры для второго образца из [1]: сплошная кривая – экспериментальные данные, штриховая кривая – расчёт по формуле (1) (их отличие в масштабе рисунка практически не различимо)

Хорошее согласие формулы (1) с экспериментом [1] во всём указанном выше температурном диапазоне позволило сделать ряд выводов о механизме проводимости тонкого слоя высоколегированного бором CVD алмаза вблизи границы его фазового перехода в металлическое состояние. Дырки локализованы в кластерах, каждый из которых сформирован примерно  $Nl^3 \sim 10^3$  отрицательно заряженными атомами бора. Внутри этих кластеров состояния дырок делокализованы. Проводимость слоя обусловлена прыжками дырок между ближайшими такими кластерами, формирующими непрерывные цепи в его плоскости. Размеры этих кластеров не превышают толщины слоя, так что эти прыжки происходят примерно так же, как и в трёхмерном случае.

Согласно [2], показатель степени температурной зависимости предэкспоненциального фактора в (1) свидетельствует о том, что удерживающие дырки электростатические потенциалы кластеров за их пределами являются короткодействующими. Вероятно, это связано с эффектами экранирования дырками соседних кластеров. Статическая диэлектрическая проницаемость слоя вблизи порога его перехода в металлическое состояние достигает величин порядка 100. Проводимость обусловлена в основном дырками с энергиями вблизи уровня химического потенциала.

Полученные в данной работе результаты позволяют объяснить механизм проводимости легированных слоёв CVD алмаза с толщиной в несколько нанометров при их близости по концентрации легирующей примеси к переходу в металлическое состояние и способствовать дальнейшему экспериментальному изучению подобных слоёв с целью создания на их основе быстродействующих алмазных электронных приборов.

Работа выполнена при поддержке госзадания ИПФ РАН (проект 0030-2021-0003).

- Chicot G., Fiori A., Volpe P.N. *et al.* // J. Appl. Phys., V. 116, 083702 (2014).
- Шкловский Б.И., Эфрос А.Л. Электронные свойства легированных полупроводников, М.: «Наука», 416 с. (1979).
- Mott N.F. Metal–Insulator Transitions, N.Y.: Taylor & Francis, 286 p. (1990).

# Модификация электронных свойств поверхности n-InP(100) сульфидными растворами

#### М.В. Лебедев, Т.В. Львова, А.Н. Смирнов, В.Ю. Давыдов

ФТИ им. А. Ф. Иоффе, ул. Политехническая, д. 26, Санкт-Петербург. 194021.

\*mleb@triat.ioffe.ru

Электронные свойства пассивированной различными сульфидными растворами поверхности n-InP(100) изучались с помощью фотолюминесценции и рамановской спектроскопии. Показано, что процесс пассивации приводит к возрастанию интенсивности фотолюминесценции полупроводника, что свидетельствует о снижении скорости поверхностной безызлучательной рекомбинации, и сопровождается сужением приповерхностной области пространственного заряда и увеличением электронной плотности в анализируемом объеме полупроводника. Эффективность электронной пассивации поверхности n-InP(100) зависит от состава сульфидного раствора.

#### Введение

Фосфид индия (InP) — это один из важнейших полупроводников  $A^3B^5$ , широко используемый в электронных и оптоэлектронных приборах, а также в устройствах преобразования солнечной энергии. Благодаря сравнительно высокой подвижности электронов и низкой скорости поверхностной рекомбинации фосфид индия активно используется в наноструктурах [1].

Характеристики наноструктурных приборов в существенной степени определяются свойствами поверхностей и интерфейсов. Поверхности полупроводников A<sup>3</sup>B<sup>5</sup> характеризуются высокой плотностью состояний в запретной зоне, приводящих к закреплению уровня Ферми и безызлучательной рекомбинации. Поэтому во многих случаях пассивация поверхности необходима для снижения уровня электронных и оптических потерь.

В данной работе с помощью фотолюминесценции (ФЛ) и рамановской спектроскопии исследуется пассивация поверхности n-InP(100) различными сульфидными растворами.

#### Методика эксперимента

В качестве образцов использовались кристаллы n-InP(100) с уровнем легирования около  $10^{18}$  см<sup>-3</sup>. Образцы обрабатывались либо одним из растворов сульфида аммония ((NH<sub>4</sub>)<sub>2</sub>S), либо 1М водным раствором сульфида натрия (Na<sub>2</sub>S). В качестве растворов (NH<sub>4</sub>)<sub>2</sub>S использовались: а) стандартный водный раствор с концентрацией 40–48%; b) разбавленный водный раствор с концентрацией около 4%; с) спиртовой раствор, приготовляемый из стандартного путем разбавления изопропиловым спиртом (2-PA) до концентрации 4%. После обработки и высушивания на воздухе образцы исследовались с помощью ФЛ и рамановской спектроскопии при комнатной температуре.

#### Результаты и обсуждение

Спектр ФЛ исходного несульфидированного n-InP(100) представляет собой асимметричный пик с максимумом около 1.35 эВ. Данное значение превышает ширину запрещенной зоны полупроводника при комнатной температуре (1.344 эВ), но соответствует разности энергий края валентной зоны и уровня Ферми в объеме InP с данным уровнем легирования (~10<sup>18</sup> см<sup>-3</sup>) [2]. После обработки любым сульфидным раствором интенсивность ФЛ возрастает, что свидетельствует о снижении скорости поверхностной рекомбинации. Кроме того, максимум фотолюминесценции смещается в коротковолновую сторону, указывая на увеличение электронной плотности в объеме полупроводника [2]. Наибольшее возрастание интенсивности ФЛ (в 3.2 раза) и смещение максимума (на 15 мэВ) наблюдалось после обработки спиртовым раствором (NH<sub>4</sub>)<sub>2</sub>S.

Рамановские спектры n-InP(100) до и после обработки различными сульфидными растворами приводятся на рис. 1. Рамановский спектр исходного образца имеет форму типичную для легированного n-InP(100) [3]. Пик LO (343 см<sup>-1</sup>) связан с рассеянием в приповерхностной области пространственного заряда, в то время как пик L<sup>-</sup> (306 см<sup>-1</sup>) обусловлен рассеянием в объеме полупроводника и имеет смешанный фонон-плазмонный характер. Кроме того, в спектре присутствуют три характерных пика второго порядка (SO), а также широкая полоса L<sup>+</sup>, также имеющая смешанный фонон-плазмонный характер, которая наиболее чувствительна к электронной плотности в объеме InP. Положение максимума данной полосы (~420 см<sup>-1</sup>) в спектре исходного образца соответствует концентрации  $7 \times 10^{17}$  см<sup>-3</sup> [3].



**Рис. 1.** Рамановские спектры n-InP(100), измеренные до и после обработки различными сульфидными растворами

После сульфидной обработки рамановские спектры существенно изменились (рис. 1).

Во-первых, максимум полосы  $L^+$  сдвинулся в высокочастотную сторону, что может свидетельствовать о возрастании электронной плотности в анализируемом объеме полупроводника. Во-вторых, после обработки существенно уменьшалась интенсивность пика LO, что указывает на уменьшение ширины приповерхностной области пространственного заряда [4].

Таким образом, данные ФЛ и рамановской спектроскопии показывают, что обработка поверхности n-InP(100) сульфидным раствором приводит к существенной модификации электронной структуры поверхности полупроводника. В частности, после сульфидной обработки происходит снижение скорости поверхностной безызлучательной рекомбинации и сужение приповерхностной области пространственного заряда. Эффективность модификации электронных свойств поверхности n-InP(100) зависит от состава раствора. При этом наибольшую эффективность показал раствор сульфида аммония в изопропиловом спирте.

Данная работа была частично поддержана РФФИ (проект № 20-03-00523).

- Zafar F., Iqbal A.// Proc. R. Soc. A, V. 472, 20150804 (2016).
- Sieg R.M., Ringel S.A. // J. Appl. Phys., V. 80, 448–458 (1996).
- Artús L., Cuscó R., Ibáñez J. *et al.* // Phys. Rev. B, V. 60, 5456–5463 (1999).
- Bessolov V.N., Lebedev M.V., Zahn D.R.T. // J. Appl. Phys., V. 82, 2640–2642 (1997).
### Исследование pn диода Шоттки, созданного на основе полупроводникового CVD алмаза

М.А. Лобаев<sup>\*</sup>, Д.Б Радищев, С.А. Богданов, А.Л. Вихарев, А.М. Горбачев, В.А. Исаев, С.А. Краев, А.И. Охапкин, Е.А. Архипова, М.Н. Дроздов, <mark>В.И. Шашкин</mark>

Федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики Российской академии наук, ул. Ульянова, д. 46, Нижний Новгород, 603950. \*lobaev@appl.sci-nnov.ru

Представлены результаты исследования полупроводникового диода на основе алмаза, выращенного методом плазмохимического осаждения из газовой фазы. Продемонстрирован прототип pn диода Шоттки с высокой плотность тока порядка 10<sup>3</sup> А/см<sup>2</sup> и с обратным напряжение 50 В при коэффициенте выпрямления 10<sup>6</sup>.

#### Введение

Алмаз является перспективным материалом для приборов полупроводниковой электроники следующего поколения. Этот широкозонный полупроводник, обладающий уникальной совокупностью электрофизических, структурных, механических и тепловых свойств, существенно превосходят другие полупроводниковые материалы. Для получения алмаза с дырочным и электронным типом проводимости используют легирование бором и фосфором. Энергии активации этих примесей составляют величины 0.37 эВ и 0.57 эВ соответственно. Такие высокие энергии активации примесей в настоящее время не позволяют создавать все возможные приборы полупроводниковой электроники. Наиболее простыми в реализации приборами на основе алмаза являются диоды. В данном докладе представлены результаты исследования одного из перспективных алмазных электронных приборов - рп диода Шоттки [1]. Этот диод обладает значительным преимуществом по сравнение с диодом Шоттки, первым прибором созданным на алмазе. В pn диоде Шоттки возможно получение высоких плотностей тока одновременно с большим обратным напряжением [2].

#### Эксперимент

Для создания pn диода Шоттки была выращена структура, содержащая несколько слоев легированных бором и фосфором на подложках с ориентацией (001) размером 3.0х3.0х0.5 мм<sup>3</sup> из Па type HPHT (high pressure high temperature) алмаза. Перед ростом подложка механически шлифовались до шероховатости поверхности 0.1 нм, измеряемой с помощью интерферометра белого света Zygo NewView 7300 на площади 0.22х0.22 мм<sup>2</sup>. Для удаления дефектов внесенных шлифовкой с подложки стравливался слой 4-5 мкм в ICP плазме (Oxford Instruments, Plasmalab 80). Измерения концентрации бора и фосфора в выращенном образце проводились методом ВИМС прибором TOF.SIMS-5 (IONTOF). Алмазная структура выращивались в CVD реакторе, подробно описанном в работе [3]. Реактор представляет собой цилиндрический резонатор с размещенной соосно кварцевой трубой, через которую прокачивается рабочая газовая смесь. Внутри трубы расположен держатель подложки, над которым с помощью магнетрона на частоте 2.45 ГГц создается плазма. Внутри кварцевой трубы поддерживается ламинарный безвихревой газовый поток равный 950 sccm, позволяющий быстро менять состав газовой смеси. В качестве источников легирующей примеси использовались диборан (B<sub>2</sub>H<sub>6</sub>) и фосфин (PH<sub>3</sub>). Для создания диода на выращенной алмазной структуре в кислородосодержащей плазме вытравливалась меза структура для доступа к сильно легированному бором слою. Для формирования омических контактов, был выбран состав Ті/Мо/Аи с толщинами слоев Ті - 20 нм, Мо - 30 нм, Аи - 100 нм. Напыление отдельных металлических слоев проводилось методом электронно-лучевого испарения на установке «АМОД»

#### Результаты

На рис. 1а показана алмазная структура, выращенная CVD методом на подложке с ориентацией (001). Структура состояла из двух слоев легированных бором с концентрацией  $10^{21}$  см<sup>-3</sup> и  $10^{20}$  см<sup>-3</sup> и слоя легированного фосфором с концентрацией  $10^{17}$ см<sup>-3</sup>. На рис. 2 показан профиль распределения концентрации примесей фосфора и бора в выращенной алмазной структуре.



**Рис. 1.** (а) Схема структуры для pn диода Шоттки, (б) pn диод Шоттки, (в) профиль поверхности образца с изготовленном pn диодом

После роста структуры проводилось травление мезаструктуры и формирование контактного металлического слоя Ti/Mo/Au. В результате был сформирован pn диод Шоттки показанный на puc. 16. Диод был изготовлен в псевдо вертикальной геометрии. На puc. 1в показан профиль поверхности образца с изготовленным pn диодом.



**Рис. 2.** Распределение концентраций фосфора и бора в pn диоде Шоттки полученное ВИМС методом

При включении диода в прямом направлении получена высокая плотность тока  $1 \cdot 10^3$  A/cm<sup>2</sup>. Обратное напряжение и коэффициент выпрямления составляли величины 50 В и  $10^6$ , соответственно. Плотность тока диода хорошо совпадала с результатами теоретических вычислений [2].

Полученное обратное напряжение было в три раза меньше расчетного. Возможно, это связано с наличием в эпитаксиальных слоях протяженных дефектов роста – дислокаций. Наличие таких дефектов может приводить к существенном понижению обратного напряжения в диоде.

Плотность дислокаций в эпитаксиальных слоях легированных фосфором и бором можно понизить выбором подложки, содержащей низкую плотность дефектов, и оптимизацией условий плазмохимического осаждения легированных слоев.



Рис. 3. Вольтамперная характеристика pn диода Шоттки

В результате проведенных исследований продемонстрирован pn диод Шоттки на основе алмаза, который может найти применение в полупроводниковой электронике.

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда (проект № 17-19-01580). В работе использовалось оборудование ЦКП «Физика и технология микро- и наноструктур».

- Makino T., Tanimoto S., Hayashi Y. *et al.* // Appl. Phys. Lett., V.94, 262101 (2009).
- Makino H., Kato, Takeuchi D. *et al.* // Jap. J. of App. Phys T., V.51 090116 (2012).
- Vikharev A.L., Gorbachev A.M., Lobaev M.A. *et al.* // Phys. Stat. Sol. RRL, V.10, 324 (2016).

## Синтез и применение полупроводникового CVD алмаза

М.А. Лобаев<sup>\*</sup>, Д.Б Радищев, С.А. Богданов, А.Л. Вихарев, А.М. Горбачев, В.А. Исаев, С.А. Краев, А.И. Охапкин, Е.А. Архипова, М.Н. Дроздов, <mark>В.И. Шашкин</mark>

Федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики Российской академии наук, ул. Ульянова, д. 46, Нижний Новгород, 603950 \*lobaev@appl.sci-nnov.ru

Представлены результаты исследования полупроводниковых диодов на основе алмаза, выращенного методом плазмохимического осаждения из газовой фазы. В pn диоде Шоттки получена высокая плотность тока порядка 10<sup>3</sup> A/cм<sup>2</sup> и обратное напряжение 50 В. В p-i-n диоде с легированной азотом внутренней областью проведено исследование электролюминесценции центра окраски алмаза азто-вакансия.

#### Введение

Алмаз является перспективным материалом для мощных и высокочастотных полупроводниковых приборов следующего поколения. По совокупности своих физических свойств: высокой скорости насыщения носителей заряда (2.7.107 см/с), высокой подвижности электронов и дырок при слабом легировании, и рекордной теплопроводности алмаз существенно превосходит другие полупроводниковые материалы. Для получения алмаза с дырочным и электронным типом проводимости используют легирование бором и фосфором. Энергии активации этих примесей составляют величины 0.37 эВ и 0.57 эВ соответственно. Такие высокие энергии активации примесей в настоящее время не позволяют создавать все возможные приборы полупроводниковой электроники. В данном докладе представлены результаты создания и исследования характеристик, реализованных в настоящее время, электронных приборов на алмазе pn диода Шоттки и p-i-n диода.

#### Эксперимент

Алмазные структуры выращивалась на подложках с ориентацией (001) размером 3.0х3.0х0.5 мм<sup>3</sup> из Па type HPHT (high pressure high temperature) алмаза. Подложки механически шлифовались до шероховатости поверхности 0.1 нм, измеряемой с помощью интерферометра белого света Zygo NewView 7300 на площади 0.22х0.22 мм<sup>2</sup>. Для удаления дефектов внесенных шлифовкой с подложки стравливался слой 4–5 мкм в ICP плазме (Oxford Instruments, Plasmalab 80). Измерения концентрации азота, бора и фосфора в выращенных образцах проводились методом ВИМС прибором TOF.SIMS-5 (IONTOF). Алмазные структуры выращивались в CVD реакторе, подробно описанном в работе [1].

Реактор представляет собой цилиндрический резонатор с размещенной соосно кварцевой трубой, через которую прокачивается рабочая газовая смесь. Внутри трубы расположен держатель подложки, над которым с помощью магнетрона на частоте 2.45 ГГц создается плазма. Внутри кварцевой трубы поддерживается ламинарный безвихревой газовый поток равный 950 sccm, позволяющий быстро менять состав газовой смеси. В качестве источников легирующей примеси использовались диборан (B<sub>2</sub>H<sub>6</sub>) и фосфин (PH<sub>3</sub>). Для создания диодов на выращенных алмазных структурах в кислородосодержащей плазме вытравливалась меза структура для доступа к сильно легированному бором слою. Для формирования омических контактов, был выбран состав Ті/Мо/Аи с толщинами слоев Ті - 20 нм, Мо - 30 нм, Аи - 100 нм. Напыление отдельных металлических слоев проводилось методом электроннолучевого испарения на установке «AMOD»

#### Результаты

Проведены исследования прототипов двух электронных приборов изготовленных на алмазе. Первый прибор - pn диод Шотки - был создан на основе структуры выращенной на подложке с ориентацией (001) и состоящей из слоев легированных бором с концентрацией  $10^{21}$  см<sup>-3</sup> и  $10^{20}$  см<sup>-3</sup> и фосфором с концентрацией 10<sup>17</sup>см<sup>-3</sup>, рис.1а и рис.1б. При включении диода в прямом направлении получена высокая плотность тока 10<sup>3</sup> A/см<sup>2</sup>. Обратное напряжение и коэффициент выпрямления составляли величины 50 В и 10<sup>6</sup>, соответственно. Для исследования электролюминесценции центров окраски алмаза азотвакансия (NV центров) был создан p-i-n диод на основе структуры выращенной также на подложке с ориентацией (001) и состоящей из слоев легированных бором с концентрацией 5·10<sup>20</sup> см<sup>-3</sup> и азотом с концентрацией 10<sup>19</sup>см<sup>-3</sup>, рис.1в.



Рис. 1. (а) Схема структуры для pn диода Шоттки, (б) pn диод Шоттки, (в) схема структуры для p-i-n диода, (г) p-i-n диод

Область, легированная фосфором с концентрацией  $10^{20}$  см<sup>-3</sup>, была создана методом селективного заращивания канавки прямоугольной формы вытравленной в легированном азотом слое.

В диоде такой конструкции рис.1г достигнута высокая плотность тока 10<sup>3</sup> A/см<sup>2</sup> и проведено исследование электролюминесценции центров азотвакансия, созданных во внутренней области диода, рис. 3.



Рис. 2. Вольтамперная характеристика pn диода Шоттки

Путем сравнения интенсивностей излучения NV центров с помощью одной и той же оптической системы регистрации при электролюминесценции и фотолюминесценции оценена скорость излучения NV центров при электролюминесценции, которая составила порядка 10<sup>6</sup> фотонов/с, что позволяет рассматривать диод данной конструкции для создания источников одиночных фотонов.

Характеристики приведенных выше диодов во многом определяются параметрами алмазного слоя, легированного фосфором.



Рис. 3. Спектры электролюминесценции и фотолюминесценции p-i-n диода

Фосфор в отличие от бора является более сложной примесью с точки зрения легирования. Фосфор эффективно встраивается в алмаз только в узком диапазоне параметров CVD синтеза. Для получения приемлемого уровня электронной проводимости необходимо сильное легирование алмаза фосфором, которое в настоящее время реализовано только для эпитаксиальных слоев с ориентацией (111). На подложках с ориентацией (001) получение высокой концентрации фосфора в алмазе возможно только при селективном заращивании областей прямоугольной формы предварительно вытравленных на поверхности алмаза. Продемонстрированные диоды на основе алмаза могут найти применение в полупроводниковой электронике и в устройствах квантовой коммуникации.

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда (проект № 17-19-01580). В работе использовалось оборудование ЦКП «Физика и технология микро- и наноструктур».

#### Литература

Vikharev A.L., Gorbachev A.M., Lobaev M.A. *et al.* // Phys. Status Solidi RRL, V.10, 324 (2016).

### Особенности структурных и оптических свойств InGaN слоёв, полученных методом МПЭ ПА с импульсной подачей потоков

### Д.Н. Лобанов<sup>\*</sup>, Б.А. Андреев, К.Е. Кудрявцев, Л.В. Красильникова, П.А. Юнин, М.В. Шалеев, Е.В. Скороходов, М.А. Калинников, А.В. Новиков, З.Ф. Красильник

Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, д. 7, Нижний Новгород, 607680. \*dima@ipmras.ru

В работе представлены результаты исследований влияния условий роста эпитаксиальных слоёв InGaN с высоким содержанием InN (80-90%) методом МПЭ ПА на их структурные и оптоэлектронные свойства. Формирование InGaN слоёв производилось при различных отношениях потоков металлов и азота, в том числе с импульсной подачей потоков металлов. Обсуждается влияние условий роста структур на величину порога перехода к стимулированному излучению в полученных структурах.

Нитриды группы III (AlN, GaN и InN) и их сплавы являются одними из наиболее используемых материалов для создания различных оптоэлектронных приборов. Эти прямозонные полупроводники охватывают широкий диапазон длин волн от ультрафиолетового до инфракрасного. Тем не менее, на текущий момент коммерчески освоенной является довольно узкая область ближнего ультрафиолета и видимого диапазона. Освоение ближнего ИК диапазона сдерживается технологическими трудностями получения высококачественного InN и InGaN с большим содержанием In. Недавно авторами настоящей работы было впервые получено стимулированное излучение в планарных структурах с InN слоями, выращенными методом МПЭ ПА [1], что делает InN перспективным материалом для создания лазеров ближнего ИК диапазона. Интерес к формированию высококачественных слоёв InGaN с высоким содержанием In, связан как с возможностью управления длиной волны излучения объёмного материала за счёт изменения состава, так и перспективой зонной инженерии и формирования InN/InGaN низкоразмерных гетероструктур.

В работе представлены результаты исследования роста InGaN слоёв на GaN/AIN/с-AI2O3 буферах в азотобогащённых, металлобогащённых условиях, а также методом MME (metal modulated epitaxy), проведён анализ спектров фотолюменесценции InGaN слоёв, полученных в разных условиях, а также впервые продемонстрировано стимулированное излучение в таких структурах.

#### Эксперимент

Рост слоёв InN проводился на подложках с-Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub> методом МПЭ ПА на установке STE 3N3 (ЗАО "HTO"). На Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub> подложках последовательно выращивались высокотемпературные буферные слои AlN (200 нм) и GaN (700 нм) Далее температура роста понижалась до 450°С - 460°С, при которой осуществлялся рост слоя InGaN с содержанием In в диапазоне 80 – 90 % при различных соотношения потоков металлов и азота. Рост в азот- и металлобогащённых условиях проходил при соотношении потоков III/V ~ 0.85 и 1.1, соответственно. Для образцов с InGaN слоями, полученными методом ММЕ, менялось количество металла на поверхности (0.5, 1 и 2 монослоя (МС)), накопленное во время фазы роста в металлобогащённых условиях. Выращенные образцы исследовались методами электронной и атомно-силовой сканирующей (АСМ) микроскопий, рентгенодифракционного анализа (РД), фотолюминесценции (ФЛ), спектроскопии отражения и пропускания, эффекта Холла. Эксперименты по наблюдению стимулированного излучения (СИ) проводились в однопроходном режиме, когда на выращенном образце с помощью цилиндрической линзы излучение возбуждающего лазера с длиной волны 650 нм фокусировалось в полоску шириной 0.2 мм и длиной до 10 мм [1].

#### Результаты и обсуждение

Исследования образцов методами ACM показали, что несмотря на частичный рост в металлобогащённых условиях снижения шероховатости поверхности InGaN слоёв, выращенных методом MME, по сравнению с ростом в азотобогащённых условиях не наблюдается, и их среднеквадратичная шероховатость поверхности составляет 5-7 нм. Кардинальное снижение шероховатости до значений  $\leq 1$  нм происходило лишь при переходе к металлобогащённым условиям роста (III/V ~ 1.1).



Рис. 1. (0002) ω-2θ спектры рентгеновской дифракции образцов с InGaN слоями, выращенными в различных условиях. Пик, обозначенный SL, указывает на появление сверхрешётки InN/InGaN

**Таблица 1.** Параметры InGaN слоев, выращенных при различных условиях

Режим роста InGaN	N-rich	MME 0.5 MC	MME 1 MC	MME 2 MC	Metall- rich
Плотность дисло- каций, х 10 <sup>10</sup> см <sup>-2</sup>	5,9	4,7	3,8	4,1	12
Концентрация электронов, x10 <sup>19</sup>	1.5	3.1	2.1	2.7	2.3
Порог СИ при 77 К (кВт/см²)	20	200	60	130	нет СИ

Исследования кристаллического качества InGaN слоёв, проведённые методами РД, показали, что все слои InGaN являются полностью релаксированными. Было обнаружено снижение плотности прорастающих дислокаций при переходе от роста в азотобогащённых условиях к росту методом ММЕ (таб. 1). Это снижение наблюдается с увеличением количества накопленного на поверхности металла до 1 МС. При дальнейшем увеличении накопленного металла до 2 МС наблюдается увеличение плотности прорастающих дислокаций. Переход к металлобогащённым условиям роста приводит к значительному (~2 раз) увеличению плотности дислокаций в InGaN слое (таб. 1). На РД спектрах структуры с InGaN слоем, полученным методом MME с накоплением металла до 2 МС, присутствует сигнал от короткопериодной решётки InN/InGaN, период которой (2.7-2.9 нм) соответствует количеству материала, осаждённого за один цикл ММЕ роста (рис. 1). Этот результат говорит о начавшейся сегрегации In, когда в фазе металлобогащённого роста все атомы Ga встраиваются растущий InGaN слой, а избыточные атомы In накапливаются на поверхности. Последующая выдержка под потоком азота приводит к формированию из этих атомов тонкого слоя InN.



Рис. 2. Спектры спонтанной ФЛ (CW PL) и стимулированного излучения при разных мощностях накачки образца с InGaN слоем, выращенном в азотобогащённом режиме

От всех выращенных InGaN слоев, кроме полученного в металлобогащённых условиях, наблюдалось стимулированное излучение при низких температурах (таб. 1). Отсутствием СИ от InGaN слоя, полученного в металлобогащённых условиях, связывается с формированием глубоких акцепторных центров, вызванных избыточным In [2]. Среди образцов, выращенных в ММЕ режиме, наименьший порог демонстрирует образец с накопленным на поверхности 1 МС металла, что вызвано как с меньшей плотностью дислокаций так и немного меньшей концентрацией электронов в этом образце. Тем не менее, наименьшим порогом СИ обладает образец, выращенный в азотобогащённых условиях (рис. 2). Предполагается, что этот результат обусловлен наименьшей фоновой концентрацией электронов в этом образце (таб. 1).

Работа выполнена при поддержке Министерства образования (Соглашение № 075-15-2020-906) с использованием оборудования ЦКП "Физика и технология микро- и наноструктур".

- Andreev B.A. *et al.* // Scientific Reports (2018) 8:9454 DOI:10.1038/s41598-018-27911-2.
- 2. Лобанов Д.Н. и др. // ФТП, 53, 1395 (2019).

# Исследование механизмов формирования пленок MoS<sub>2</sub>, MoO<sub>2</sub>, WS<sub>2</sub> в процессе химического осаждения из газовой фазы

А.Б. Логинов<sup>1, \*</sup>, Б.А. Логинов<sup>2</sup>, Р.Р. Исмагилов<sup>1</sup>, С.Н. Бокова-Сирош<sup>3</sup>, И.В. Божьев<sup>4</sup>, А.Н. Образцов<sup>1, 5</sup>

1 Московский государственный университет им. М. В. Ломоносова, физический факультет, 119991, Москва, Россия

<sup>2</sup> Национальный исследовательский университет «МИЭТ», 124498, Зеленоград, Россия

<sup>3</sup> Институт общей физики им. А. М. Прохорова РАН, 119991, Москва, Россия

<sup>4</sup> Центр квантовых технологий, МГУ им. М. В. Ломоносова, физический факультет, 119991, Москва, Россия

<sup>5</sup> University of Eastern Finland, Department of Physics and Mathematics, 80101, Joensuu, Finland

\*loginov.ab15@physics.msu.ru

Была предложена схема установки для химического газофазного синтеза пленок MoS2, WS2 и гетероструктур на их основе, позволяющей проводить ACM исследования осаждаемого материала непосредственно в камере синтеза. Экспериментально были определены условия осаждения гетероструктур MoS<sub>2</sub>/MoO<sub>2</sub>, пленок MoS<sub>2</sub>, WS<sub>2</sub> на поверхности подложек Si (111) в процессе химического осаждения из газовой фазы.

#### Введение

Дихалькогениды переходных металлов (ДПМ), к которым относятся, в частности, MoS<sub>2</sub> и WS<sub>2</sub>, являются одним из наиболее перспективных классов двумерных материалов для использования в электронике. В последнее время со стороны научного сообщества возрос особенный интерес к гетероструктурам на основе малослойных двумерных ДПМ, благодаря которым можно свойства существенно изменить некоторые двумерного материала И создать новые электронные устройства. Одним из наиболее распространенных методов синтеза двумерных ДПМ материалов является метод химического осаждения из газовой фазы.

Для получения гетероструктур были предложены различные вариации этого метода, основанные на изменении химического состава газа-прекурсора или газа-носителя в процессе синтеза [1].

#### Экспериментальная часть

На рис. 1. изображена схема установки, состоящей ИЗ вакуумной камеры, кварцевой трубки, прикрепленными к ней кварцевыми тиглями с возможностью нагрева содержимого до 800С и контролем температуры, системы крепления и нагрева кремниевого образца. Характерное АСМ изображение полученных пленок приведено на рис. 2. Типичные параметры синтеза: температура S - 170С, температура MoO<sub>3</sub>/WO<sub>3</sub> - 750С, температура Si подложки - от 600С до 900С, давление Ar в вакуумной камере 5\*10<sup>-1</sup> мбар. С помощью методов КРС и ЭДС было экспериментально обнаружено формирование гетероструктур, состоящих из кристаллитов МоО2 толщиной около 10 нм, покрытых тонким слоем MoS<sub>2</sub>.

#### Литература

 Saien Xie. *et al.* "Coherent, atomically thin transitionmetal dichalcogenide superlattices with engineered strain // Science. 359.6380 (2018): 1131.



Рис. 1. Схема установки



Рис. 2. АСМ изображение кристаллитов MoS<sub>2</sub>/MoO<sub>2</sub>

### Некоторые новые возможности зондовой микроскопии для анализа поверхности полупроводниковых структур

#### Б.А. Логинов

МИЭТ, площадь Шокина 1, г. Зеленоград, г. Москва, 124498 b-loginov@mail.ru

Рассматривается опыт трёхлетней апробации новой схемы организации сканирования образцов из полупроводниковых и иных материалов на сканирующих зондовых микроскопах, при которой научные работники и исследователи получают возможность свободно и бесплатно сканировать свои образцы по схеме взаимовыгодного сотрудничества с большим количеством одарённых школьников в многочисленных региональных образовательных центрах на имеющихся там современных зондовых микроскопах, с гарантией качества сканирования образцов школьниками от их научных руководителей, хорошо владеющих этой техникой и организующих вопросы получения образцов, составления задания школьникам на сканирование и организации сканирования с постобработкой и численным анализом кадров.

Приведённые ниже работы [1], [2], [3] – это публика-ции с заслуженным соавторством школьников 9-11 классов (https://sochisirius.ru/news/ 3840), которые с интересом сканировали образцы от учёных, давали 3D- и 2D-виды, сечения, зёрен, статистику размеров параметры шероховатости, фрактальную размерность и Фурьеспектры (PSD). Программа развития центров одарённых детей во всех регионах страны создаёт не только классы со сканирующими зондовыми микроскопами (СЗМ) профессионального качества, но и уникальные СЗМ, как, например, первый в мире C3M в космосе (fig.1), микроспутник Земли. Дети начинают успешно работать вместе с учёными, получая искру исследований и возвращая не только результаты сканирования, но и оптимизм насчёт будущего науки. Организуя это движение, с обучением в МИЭТ-е педагогов и с наполнением классов по нанотехнологиям учебными методиками и оборудованием, приглашаю исследователей России и всего мира использовать всё это и заодно помочь вырастить новое поколение. Например, сейчас идёт выбор образцов, для которых актуально AFM/STM-исследование in-situ линамики поверхности, экспонируемой на орбитах 300-500 км.

**Puc. 1.** The world's first in space scanning probe micro-scope – satellite "SatSPM-1" (lead designer Loginov B.A.) with the adapted-for-space head of the serial microscope "CMM-2000" (www.microscopy.su), and AFM scan 0,4x0,4mkm with 1.8nm full height spread of silicon plate "KDB-10" with a cross section and 3D-view.



#### Литература

- Калева Г.М., Политова Е.Д., Мосунов А.В., Стефанович С.Ю., Логинов А.Б., Кашапов Д.Р., Ефремова А.А., Кокшарова Т.А., Хрипунов Ю.В., Логинов Б.А. Синтез, микроструктура, диэлектрические и сегнетоэлектрические свойства керамики (Na,Bi,K)TiO<sub>3</sub>. Поверхность // Рентгеновские, синхротронные и нейтронные исследования, 2020, № 7, с. 18-22
- 2. Никульченков Н.Н., Логинов А.Б., Пятунина О.И., Ильясова К.Г., Фебенчукова А.А., Касья-

нов И.М., Минаков Ю.А. Зондовая микроскопия аморфизирующихся тонких слоёв системы Fe-Si-Cu-Mg-O, Екатеринбург, 2020 // Материалы XXV Уральской школы металловедовтермистов, с. 82-84

 С. В. Липко, В. Л. Таусон, В. А. Бычинский, К. Ю. Арсентьев, Н. С. Балаклейский, А. А. Попович, Н. Г. Харламов, Б. А. Логинов, Меднозолотосульфидная фаза на поверхности синтетического галенита, Москва, Материалы семинара ВЕСЭМПГ-2018, с.46

### Влияние электрического поля на движущийся экситон в GaAs

#### Д.К. Логинов, П.А. Белов, И.Я. Герловин, И.В. Игнатьев<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Лаборатория оптики спина им. И.Н. Уральцева, Санкт-Петербургский государственный университет,

Ульяновская 1, Петродворец, Санкт-Петербург, 198504

\*loginov999@gmail.com

В работе выполнено моделирование интерференции поляритонных волн в широкой квантовой яме в присутствии внешнего однородного электрического поля. Показано, что в зависимости от значений приложенного поля эта интеференция меняется с конструктивной на деструктивную. Этот процесс описывается линейным по волновому вектору членом в экситоном гамильтониане.

#### Введение

В работе [1] обсуждалось экспериментальное исследование гетероструктуры с квантовой ямой (КЯ) GaAs толщиной 120-nm во внешнем однородном электрическом поле. В спектрах наблюдались спектральные особенности (осцилляции отражения). связанные с уровнями размерного квантования движения экситона. В присутствии электрического поля F наклоненного на угол  $\theta$  к оси роста структуры приводило к уменьшению амплитуды осцилляций вплоть до полного нуля при некотором критическом F<sub>c</sub>. Однако, при дальнейполя шем увеличении осцилляции снова появлялись. Фаза этих осцилляций была инвертирована по сравнению с их фазой при  $F < F_c$ .

В работе [1] предложена модель, описывающая наблюдаемый эффект. Инверсия спектральных осцилляций описывается линейным по волновому вектору К членом в экситоном гамильтониане, индуцированным компонентой поля, направленной в плоскости КЯ. В нашей работе мы демонстрируем, что в достаточно сильном поле возможна многократная инверсия фазы поляритонных резонансов электроотражения.

#### 1. Модель

Используем модель интерференции экситоноподобных и фотоно-подобных поляритонных волн. Их дисперсии определяются выражением [2]:

$$\varepsilon(\omega, K) = c^2 K^2 / \omega^2, \qquad (1)$$

где *с* – скорость света и – частота света, породившего поляритон. Диэлектрическая функция описывается выражением [2]:

$$\varepsilon(\omega, K) = \varepsilon_0 + \frac{\varepsilon_0 \hbar \omega_{LT}(F)}{H(F, K) - \hbar \omega + i\hbar\Gamma}.$$
 (2)

Зависимость энергии экситона от электрического поля описывается фактором  $\lambda(F)$ ,

$$\lambda(F) = \frac{1}{\hbar^2} \langle \phi(F,r) | \hat{p}_x^2 - \hat{p}_y^2 | \phi(F,r) \rangle = \frac{1}{\hbar^2} (p_x^2 - p_y^2).$$
(3)

Здесь  $\hbar\omega_{LT}(F)$  – продольно-поперечное расщепление экситона, описывающее его взаимодействие со светом. Матричные элементы компонент квадрата импульса относительного движения  $\hat{p}_x^2$  и  $\hat{p}_y^2$ , вычислены на экситонной функции,  $\phi(F,r)$ .



Рис. 1. (а) Зависимость от поля фактора  $\lambda(F)$  (точки) рассчитана по формуле (3). Сплошная кривая - подгонка с функцией  $\lambda(F) = aF^5$  с  $a = 2.1 \times 10^{10}$  (kV/cm)<sup>-5</sup>cm<sup>-2</sup>. (b) Величина  $\hbar \omega_{LT}(F)$  как функция электрического поля (точки). Сплошная кривая – подгонка функцией  $f = 0.049 \ exp$  ( $1.64 \ F^2$ ) + 0.0084F + 0.043

Том 2

Подробности вычисления  $\phi(F,r)$  представлены в [1]. Заметим, что  $\lambda(F) \neq 0$ , только если поле имеет ненулевую компоненту в плоскости КЯ. Действительно, при  $F_x = 0$  имеет место цилиндрическая симметрия, так что  $p_x^2 = p_y^2$  и  $\lambda(F) = 0$  при любом F. Величина  $\hbar \omega_{LT}(F)$  в (2) вычисляется согласно следующему выражению [3]:

$$\hbar\omega_{LT}(F) = \left(\frac{2eP_1}{E_g}\right)^2 \frac{\pi}{\varepsilon_0} |\phi(F,0)|^2, \qquad (4)$$

Здесь  $\phi(F,0)$  - волновая функция, взятая при совпадении координат электрона и дырки в экситоне;  $P_1 = 10.3 \times 10^{-5}$  meV·cm для GaAs [4]. Зависимости от поля параметров  $\lambda(F)$  и  $\hbar \omega_{LT}(F)$  показаны на рис. 1. В наших вычислениях мы полагали  $\theta = 20^{\circ}$ .

#### Спектры отражения

Выражения (1, 2), а так же граничные условия Максвелла (МГУ) и дополнительные граничные условия (ДГУ) Пекара [2] на гетерограницах позволяют вычислить амплитуды поляритонных волн в КЯ. С помощью МГУ и ДГУ можно связать амплитуды падающей ( $E_i$ ), прошедшей ( $E_i$ ) и отраженной ( $E_r$ ) световых волн амплитудами поляритонных волн внутри КЯ. Это позволяет вычислить коэффициент отражения света от гетероструктуры с поляритонными резонансами,  $R(\omega, F) = |E_r / E_i|^2$ .

Результаты моделирования спектров демонстрирует рис. 2. Спектры электроотражения,  $dR(\omega,F)/dF$ , рассчитаны для сравнения с экспериментальными результатами, представленными в работе [1]



Рис. 2. Двумерный плот электроотражения как функция энергии фотона и приложенного электрического поля, демонстрирующий инверсию фазы спектральных осцилляций

Как можно видеть из рисунка, в слабых полях наблюдается несколько десятков спектральных осцилляций, связанных с квантованием движения экситона в КЯ. При увеличении приложенного поля, эти осцилляции уменьшаются по амплитуде и полностью исчезают при некотором критическом поле  $F_c \approx 3.5 \, \text{kV/cm}$ . Этот эффект объясняется деструктивной интерференцией поляритонных волн, распространяющихся в КЯ прямом и обратном направлениях. Экситоно-подобные волны распространяются с различными волновыми векторами,  $K_{\pm} = K \pm \Delta K(F)$ , поскольку электрическое поле смещает дисперсионную кривую экситона на величину:  $\Delta K(F) = -\lambda(F) \zeta M / \hbar^2$ , как это видно из (3). Следовательно, набег фазы экситоно-подобной волны в прямом и обратном направлениях:

$$\varphi_{\pm} = \left[ K \pm \Delta K(F) \right] L,$$

где L – ширина КЯ. Электрическое поле не действует на фотоно-подобные волны, их набег фаз остается без изменений. Когда разность фаз,  $\Delta \varphi = \varphi_+ - \varphi_- = \Delta K(F_c)L = \pi$ , интерференция становится деструктивной.

Дальнейшее увеличение электрического поля сопровождается конструктивной или деструктивной интерференцией при сдвиге фаз  $\Delta \varphi = (n+1)\pi$ , где n – целое число. Следовательно, возможно наблюдение многократной инверсии спектральных особенностей, см. рис. 2. Критические значения электрического поля для каждой инверсии знака осцилляций становятся все ближе благодаря быстрому росту фактора  $\lambda(F)$  с величиной поля, см. рис. 1(а).

#### Acknowledgements

Эта работа поддержана Российским фондом фундаментальных исследований, грант No. 19-02-00576. Авторы благодарят СПбГУ за финансовую поддержку в рамках гранта № 51125686.

#### References

- Loginov D.K., Belov P.A. et al. // Physical Review Research, V. 2, 033510 (2020).
- Kavokin A.V., Baumberg J.J., Malpuech G., Laussy F.P. Microcavities (Oxford University, New York, 2017).
- Ivchenko E.L. Optical Spectroscopy of Semiconductor Nanotstructures (Alpha Science, Harrow, 2005).
- Pikus G., Maruschak V., Titkov A.// Fizika Tekhnika Poluprovodnikov V 22, 185 (1988).

### Моделирование эпитаксиального формирования двумерных материалов на основе кремния и германия

#### К.А. Лозовой<sup>\*</sup>, В.П. Винарский, А.П. Коханенко

Томский государственный университет, ул. Ленина, 36, Томск, 634050

#### \*lka@sibmail.com

В настоящей работе строится физико-математическая модель эпитаксиального синтеза на различных подложках двумерных материалов IV группы — силицена и германена. Рассматриваются различные стадии формирования двумерного слоя толщиной от одного до нескольких монослоев, а также появления двумерных островков. Особое внимание уделяется установлению возможностей преодоления нуклеации островков и предотвращения нежелательного перехода от двумерного к трехмерному росту.

Графеноподобные материалы IV группы элементов, такие как силицен, германен и станен, с двумерной шестиугольной решеткой привлекают повышенное внимание исследователей последние несколько лет в связи с их экзотическими электронными и оптическими свойствами, обусловленными практически нулевой запрещенной зоной, малостью эффективных масс и такой же симметрией как у графена. Уникальные свойства графеноподобных 2D-материалов делают возможным создание на их основе совершенно новых типов приборов: топологических транзисторов, высокочувствительных газовых сенсоров, энергоемких источников питания, термоэлектрических генераторов, квантовых компьютеров [1, 2].

Основным методом синтеза двумерных материалов является их формирование из неравновесных гетероэпитаксиальных систем в процессе молекулярно-лучевой эпитаксии [3]. Для всевозможных применений в современной нано- и оптоэлектронике необходимо создавать гетероструктуры с двумерными слоями с различными свойствами. В случае формирования двумерных кристаллов определяющее значение имеют толщина слоя материала, шероховатость поверхности, распределение упругих напряжений, наличие или отсутствие дефектов. При этом критически важным оказывается именно количество и качество осажденных монослоев, так как это определяет, например, возможность реализации в таком материале сверхпроводимости и топологических свойств [4]. Поэтому в настоящее время работы по созданию приборов нового поколения на основе двумерных кристаллов силицена, германена и станена находятся на стадии отработки технологии получения таких двумерных структур, выбора подложки, сурфактантов, последовательности нанесения слоев.

R настоящей работе строится физико-математическая модель эпитаксиального синтеза на различных подложках двумерных материалов IV группы – силицена и германена. Рассматриваются различные стадии формирования двумерного слоя толщиной от одного до нескольких монослоев, а также появления двумерных островков. Особое внимание уделяется установлению возможностей преодоления нуклеации островков и предотвращения нежелательного перехода от двумерного к трехмерному росту. Результаты работы непосредственно применимы для определения условий синтеза качественных 2D-кристаллов силицена и германена и создания на их основе новых приборов с необходимыми характеристиками для наноэлектроники и нанофотоники.

Исследование выполнено при финансовой поддержке Российского научного фонда в рамках научного проекта № 19-72-00019.

- 1. Tao L., Cinquanta E., Chiappe D. *et al.* // Nature Nanotechnology, V. 10, 227 (2015).
- Li X., Tao L., Chen Z. *et al.* // Applied Physics Review, V. 4, 021306 (2017).
- Izhnin I.I., Kurbanov K.R., Lozovoy K.A. et al. // Applied Nanoscience, V. 10, 4375 (2020).
- Molle A., Goldberger J., Houssa M. *et al.* // Nature Materials, V. 16, 163 (2017).

### Псевдощелевое состояние оксидов меди. Электронный топологический переход Лифшица

#### Л.С. Мазов<sup>1,\*</sup>

<sup>1</sup> Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, д. 7, Нижний Новгород, 607680 \*mazov@ipmras.ru

Проведено детальное сопоставление данных недавней работы по переходу Лифшица в купратах с нашими результатами. Продемонстрировано, что наблюдаемый в их работе резкий спад сопротивления (и смена знака постоянной Холла) на нижней границе PG-фазы связан не с *h-е* конверсией, а с исчезновением магнитного вклада в сопротивление (и аномального вклада в эффект Холла). Наблюдаемый в их работе электронный топологический переход Лифшица однозначно описывается в рамках известной модели фазового перехода металл-изолятор Келдыша-Копаева.

#### Введение

В предыдущих наших работах [1,2] было показано, что в нормальном состоянии (НС) оксидов меди, ниже некоторой температуры Т\*, возникает так называемое псевдощелевое (PG) состояние, характеризуемое появлением энергетической щели (псевдощели) Σ в электронном спектре (см. рис. 1). Как было получено, это состояние соответствует области магнитного фазового перехода в состояние типа волны спиновой плотности (ВСП), несоизмеримой с постоянной решетки, что приводит к появлению волны зарядовой плотности с половинным периодом. В такой картине растянутость этого диэлектрического по своей природе фазового перехода объяснялась дополнительным (к фононному) рассеянием подвижных носителей заряда на АФ спиновых флуктуациях, однако, подразумевалось, что завершение перехода должно быть резким по форме, как это принято считать. Недавно в литературе появилась работа [3], где экспериментально наблюдался резкий спад резистивных характеристик на нижней границе PG-фазы, подтверждающий наши представления. В настоящей работе проведено детальное сопоставление данных работы [3] с нашими результатами. Продемонстрировано, что наблюдаемый в их работе резкий спад сопротивления (и смена знака постоянной Холла) на нижней границе РG-фазы связан не с *h-е* конверсией, а с исчезновением магнитного вклада в сопротивление (и аномального вклада в эффект Холла).

#### Анализ экспериментальных данных

В работе [3] использована оригинальная методика планарно-контактного зондирования электронной

подсистемы, базирующаяся на феномене перестройки электронного спектра носителей заряда в приповерхностном слое дырочного оксида меди, контактирующего с нормальным металлом – это явление хорошо известно для случая переходного слоя контакта полупроводник/металл [4]. В результате в образце возникает область инверсной, т.е. электронной проводимости, граничащей с металлом и область, обедненная дырками (см. рис. 2а). Плотность носителей заряда является немонотонной функцией расстояния от границы контактирующих материалов. В использованном в работе [3] приближении знак приращения сопротивления контактной области при понижении температуры позволяет судить о качественных изменениях в системе носителей заряда в массиве оксида меди.





В проведенном эксперименте наблюдается полупроводниковый ход контактного сопротивления в PG-фазе и резкий его спад на нижней границе PGсостояния (см.рис.2а). Также видна и особенность в сопротивлении при температуре *T*\* открытия PG. Поскольку сопротивление массива оксида меди в окрестности этой аномалии не изменяется, авторы [3] делают предположение о масштабной *h-е* конверсии в системах носителей заряда массива, т.е., что такое поведение сопротивления обусловлено значительным уменьшением концентрации дырок «массива ВТСП». И, как следствие, они предполагают скачкообразное изменение топологии поверхности Ферми (ПФ) вследствие электроннотопологического перехода Лифшица (ПЛ), в результате чего «значительная, по-видимому, часть ПФ становится электронной». Как одна из причин ПЛ рассматривается 2D-3D кроссовер.

#### Модель диэлектрического перехода

В настоящей работе показано, что такие результаты в оксидах меди вполне согласуются с картиной магнитного (АФ ВСП) фазового перехода [1], описываемого моделью перехода металл-диэлектрик (Келдыш-Копаев, 1964) [5]. В такой системе происходит частичная диэлектризация (Д) ПФ за счет электрон-дырочного спаривания, причем величина Д-щели равна

$$\Sigma = 2\nu_F \kappa_D \exp\left(2\pi\nu_F / e^2 \ln\left(\kappa_D^2 / 2p_F^2\right)\right).$$
(1)

Существенной особенностью Д-щели является ее спадающий характер как функции концентрации носителей. В купратах происходит частичная диэлектризация ПФ с образованием диэлектрической щели (псевдощели)  $\Sigma$  на симметричных участках ПФ (рис. 26). Остальная часть ПФ остается свободной для проводимости. Существенной особенностью такого диэлектрического (полупроводникового) фазового перехода является значительный рост плотности состояний на краях Д-щели (РС-щели).



Рис. 2. Электронный топологический ПЛ в НС оксидов меди: а) сопротивление [3]; б) ПФ; в) эффект Холла [6]

#### Обсуждение и выводы

Представленная выше модель фазового перехода металл-диэлектрик Келдыша-Копаева [5] позволяет однозначно описать наблюдаемую в эксперименте [3] картину. При понижении температуры в электронной подсистеме начинается формирование диэлектрической щели (псевдощели) на симметричных участках ПФ, что приводит к изменению топологии ПФ – вместо односвязной поверхности при Т > Т\* возникает многосвязная – происходит электронный топологический ПЛ. Такой переход не приводит к смене знака подвижных носителей как до перехода, так и на частично диэлектризованной ПФ, – проводимость осуществляется электронами проводимости. Такое предположение согласуется также с кюри-вейссовским поведением постоянной Холла (рис. 2в) – аномальный эффект Холла [6]. Ввиду значительного вклада рассеяния электронов проводимости на АФ спиновых флуктуациях (ТИ ЛММ) [7] формирование диэлектрического (ВСП/ ВЗП) состояния затягивается. Показано, что наблюдаемый в их работе резкий спад сопротивления (и смена знака постоянной Холла) на нижней границе PG-фазы связан не с *h-е* конверсией, а с исчезновением магнитного вклада электронов проводимости в сопротивление (и аномального вклада в эффект Холла). Т.о., электронный топологический ПЛ действительно наблюдается, но связан он не с трансформацией ПФ из дырочной в электронную, а с частичной диэлектризацией электронной ПФ.

- 1. Мазов Л.С.// ФНТ Т.17, 1376 (1991).
- 2. Mazov L.S.// Phys. Rev. B V.70, 054501 (2004).
- Соколенко В.И., Фролов В.А.// Письма в ЖЭТФ Т.105, 621 (2017).
- 4. Иоффе А.Ф.// Полупроводники в современной физике, АН СССР, М.-Л. 1954.
- 5. Келдыш Л.В., Копаев Ю.В. ФТТ 6, 1372 (1964).
- 6. Mazov L.S. // Phys. Lett. A V.148, 115 (1990).
- 7. Mazov L.S. // Europe Phys. J. V.185, 08003 (2018).

### Температурная зависимость лазерной генерации циркулярно-поляризованного света при электрической накачке хирального полупроводникового микрорезонатора

#### А.А. Максимов<sup>\*</sup>, Е.В. Филатов, И.И. Тартаковский

Институт физики твердого тела РАН, 142432, г. Черноголовка, ул. Академика Осипьяна, 2. \*maksimov@issp.ac.ru

Обсуждаются результаты экспериментальных исследований стимулированного лазерного излучения с высокой степенью циркулярной поляризации в хиральных полупроводниковых наноструктурах при изменении температуры вплоть до ~ 140 К. Исследовались полупроводниковые лазерные структуры на основе планарных микрорезонаторов с GaAs квантовыми ямами внутри и с периодической квадратной решеткой фотонного кристалла хиральной симметрии на верхнем брэгговском зеркале. При максимальных значениях импульсного тока ~ 25 mA, текущего через образец, развитая многомодовая лазерная генерация в виде спектрально очень узких полос с высокой степенью величины циркулярной поляризации излучения > 70 % наблюдалась вплоть до температур ~ 90 К. При более высоких температурах наблюдалось сверхлинейное возрастание интенсивности и спектральное сужение излучения при возрастании величины тока.

#### Введение

Искусственно созданные наноструктуры на основе обычных ахиральных А<sup>3</sup>В<sup>5</sup> полупроводников с общей хиральной симметрией системы, могут быть использованы для создания компактных источников циркулярно-поляризованного излучения без приложения внешнего магнитного поля. Проведенные в последние годы исследования [1-5] спектральных и поляризационных свойств излучения одиночных InAs квантовых точек, внедренных в планарный GaAs волновод полупроводниковой наноструктуры с хиральной симметрией, а также излучения инжекционного полупроводникового лазера с электрической накачкой на основе AlAs/AlGaAs микрорезонатора с GaAs квантовыми ямами в активной области, верхний слой которого представлял собой квадратную решетку фотонного кристалла с хиральной симметрией показали возможность получения в таких наноструктурах высокой степени циркулярной поляризации излучения. Тем самым была продемонстрирована возможность реализации компактных однофотонных источников света и лазерных источников света с контролируемым циркулярно-поляризованным излучением на основе хирально-модулированных полупроводниковых наноструктур. Настоящая работа посвящена экспериментальным исследованиям стимулированного излучения инжекционных хиральных полупроводниковых лазерных структур при повышенных температурах вплоть до ~ 140 К.

#### Методика эксперимента

Исследовались лазеры, выращенные на основе  $\lambda$ микрорезонатора Al<sub>0.40</sub>Ga<sub>0.60</sub>As. В пучности электрического поля в центре микрорезонатора располагались четыре квантовые ямы из GaAs шириной 7 нм, разделенные 4 нм Al<sub>0.40</sub>Ga<sub>0.60</sub>As барьерами. 27 допированных кремнием пар слоев AlAs/Al<sub>0.20</sub>Ga<sub>0.80</sub>As составляли нижнее брэгговское зеркало микрорезонатора, а верхнее содержало 23.5 пары слоев, допированных углеродом. На верхнем брэгговском зеркале были вытравлены на глубину до середины пятого сверху слоя Al<sub>0.20</sub>Ga<sub>0.80</sub>As фотонные кристаллы с квадратными элементарными ячейками с различным знаком хиральности. Знак хиральности определялся направлением закрученности прямоугольников, лежащих в основаниях микростолбиков, из которых состоит элементарная ячейка фотонного кристалла [4,5]. Каждая отдельная лазерная структура представляла собой параллелепипед с размерами основания 60×60 мкм<sup>2</sup>, на верхнем зеркале которого, внутри площади, ограниченной золотым кольцевым контактом, размещался фотонный кристалл размером 36×36 мкм<sup>2</sup>. Микрорезонатор имел плавно меняющуюся от места на образце ширину, что обеспечивало изменение спектрального положения фотонного резонанса микрорезонатора в разных лазерных структурах и его отстройку от экситонного уровня в GaAs квантовых ямах. Развитая лазерная генерация была получена вплоть до температур ~ 90 К.

1.568



1.560 1.562 1.564 1.566

Интенсивность, отн. ед.

10

10<sup>3</sup>

104

10

1.556

1.558

Энергия, эВ

Рис. 1. Спектры излучения хиральной полупроводниковой лазерной структуры в σ<sup>+</sup> циркулярной поляризации при различных значениях импульсного тока. Температура T = 90 K

Было установлено, что оптимальные условия для наблюдения мощной лазерной генерации в исследованных структурах достигаются при импульсном электрическом возбуждении с длительностями импульсов в диапазоне от ~ 1 мкс до ~ 1 мс со скважностью ~ 1:100. Максимальные значения импульсного тока I, текущего через различные лазерные структуры, не превышали ~ 25 мА.

На рис. 1 представлены спектры излучения одного из лазеров в σ<sup>+</sup> циркулярной поляризации при различных значениях текущего через образец импульсного тока. Спектры регистрировались по направлению близкому к нормали образца при температуре 90 К. При малых значениях импульсного тока наблюдался спектральный сдвиг линии люминесценции на величину ~ 1.5 мэВ. При дальнейшем увеличении тока возникает несколько узких мод лазерной генерации и наблюдается резкий сверхлинейный рост их интенсивности и сужение спектральной ширины.



**Рис. 2.** Зависимости интенсивности излучения лазера при температуре 90К от величины импульсного тока *I* 

Типичная зависимость интенсивности лазерного излучения от текущего через образец импульсного тока представлена на рис. 2. Видно, что линейная зависимость интенсивности излучения при малых токах, сменяется резким ее сверхлинейным ростом при достижении пороговых значений тока. Рис. 3 демонстрирует, что степень циркулярной поляризации излучения *СРD* при низких токах (в спонтанном режиме) имеет относительно низкие значения  $\leq 10$  %, а начиная с пороговых значений импульсного тока при его увеличении наблюдается резкий рост степени циркулярной поляризации лазерного излучения.



**Рис. 3.** Зависимости степени циркулярной поляризации *СРD* излучения лазера при температуре 90К от величины импульсного тока *I* 

Работа частично поддержана проектами РФФИ № 20-02-00534 и № 19-02-00697.

- Maksimov A.A., Tartakovskii I.I., Filatov E.V. *et al.* // Physical Review B 89, 045316 (2014).
- Lobanov S.V., Tikhodeev S.G., Gippius N.A., Maksimov A.A. *et al.* // Physical Review B, **92**, 205309 (2015).
- Максимов А.А., Пещеренко А.Б., Филатов Е.В. *и др.* // Письма в ЖЭТФ, т. 106, в. 10, 615–620 (2017).
- Максимов А.А., Филатов Е.В., Тартаковский И.И. и др. // Труды XXIV Международного симпозиума «Нанофизика и наноэлектроника» 10–13 марта 2020 г., Нижний Новгород, т. 2, 653–654.
- Максимов А.А., Филатов Е.В., Тартаковский И.И. // Известия РАН. Серия физическая, т. 85, № 2, 241–244 (2021).

### Исследование излучательных особенностей терагерцового квантово-каскадного лазера при изменении тока и температуры

### К.В. Маремьянин<sup>1,2\*</sup>, Р.А. Хабибуллин<sup>3</sup>, Н.В. Щаврук<sup>3</sup>, И.С. Васильевский<sup>4</sup>, А.А. Афоненко<sup>5</sup>, Д.В. Ушаков<sup>5</sup>, В.И. Гавриленко<sup>1,2</sup>, С.В. Морозов<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup> Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, д. 7, д. Афонино, Нижегородская обл., 607680, Россия

<sup>2</sup> Нижегородский государственный университет им. Н. И. Лобачевского, просп. Гагарина,д. 23, корп. 2, 603950, Нижний Новгород, Россия

<sup>3</sup> Институт сверхвысокочастотной полупроводниковой электроники РАН, Нагорный пр., д.7, стр. 5,117105, Москва, Россия

<sup>4</sup> Национальный исследовательский ядерный университет МИФИ, Каширское ш., 3, 1115409, Москва, Россия

<sup>5</sup> Белорусский государственный университет, пр. Независимости, 4, Минск, 220030, Беларусь

\*kirillm@ipmras.ru

В данной работе исследованы ВАХ, излучательные характеристики и спектры излучения GaAs/AlGaAs квантово-каскадных лазеров. Наблюдался пороговый рост интенсивности ТГц излучения вплоть до температуры 120 К и спектр излучения на частоте около 3.3 ТГц, совпадающей с расчетным значением. Таким образом, продемонстрирован еще один полностью отечественный квантово-каскадный лазер терагерцового диапазона, но с существенно большей максимальной рабочей температурой.

#### Введение

Квантово-каскадные лазеры (ККЛ) являются компактными, высокоэффективными полупроводниковыми источниками излучения в среднем инфракрасном (ИК) и терагерцовом (ТГц) диапазонах частот. На сегодняшний день за счет разработки более совершенных зонных дизайнов ТГц ККЛ продемонстрирована генерация при термоэлектрическом охлаждении ( $T_{max} = 250$  K) [1], а также достигнут мульти-Ваттный уровень выходной мощности с охлаждением компактным электрическим криоохладителем, работающим по циклу Стирлинга [2]. Таким образом, разностороннее детальное исследование подобных структур с различными параметрами по-прежнему является актуальным.

В то же время в России работы по созданию ТГц ККЛ начались с 10–15-летней задержкой относительно работ зарубежных групп. Однако соавторами настоящей работы уже были представлены полностью российские (рост методом молекулярнопучковой эпитаксии, постростовой процессинг) ТГц ККЛ [3,4], демонстрирующие конкурентоспособные характеристики по сравнению с аналогичными по дизайну зарубежными образцами. В данной работе мы представляем результаты исследований вольт-амперных и спектральных характеристик ТГц ККЛ, полностью изготовленного в России, с оригинальным дизайном активной области для работы при высоких температурах.

#### Эксперимент

Разработанный GaAs/AlGaAs дизайн структуры ТГц ККЛ был выращен методом молекулярнолучевой эпитаксии на установке Riber Compact 21T. За основу был взят резонансно-фононный дизайн с каскадом на основе трех квантовых ям GaAs/AlGaAs, позволяющий получить лазерную генерацию вплоть до 215 К на частоте около 3.4 ТГц.

Исследования вольт-амперных (ВАХ) и излучательных характеристик полученных структур изготовленных ТГц ККЛ с двойным металлическим волноводом проводились в импульсном режиме (длительность импульса 0.5 мкс, частота повторения 100 Гц). Для питания структур использовался специально изготовленный электронный ключ, с выхода ключа импульсы напряжения до 30 В подавались на исследуемую структуру. При измерениях ВАХ и интегральных зависимостей излучения от тока сигналы, пропорциональные амплитуде импульсов напряжения, тока и сигнала с приемника подавались на двухканальный строб-интегратор Stanford Research Systems SR250.

Исследуемый образец размещался в вакууме на медном хладопроводе в гелиевом криостате замкнутого цикла, который позволял менять температуру лазера от 8 до 300 К. Для записи спектров излучения использовался фурье-спектрометр BRUKER Vertex 80v, работающий в режиме пошагового сканирования, в качестве приемника излучения при этом использовался штатный кремниевый болометр.

#### Результаты и обсуждение

На рис. 1 представлены ВАХ и зависимости интенсивности интегрального излучения от тока для исследуемого ККЛ, измеренные при различных температурах. Видно, что лазерная генерация наблюдается вплоть до температуры 120 К, при этом пороговый ток составляет ~3.5 А.



Рис. 1. ВАХ и зависимости интенсивности интегрального излучения от тока для ККЛ № 10-1 при разных температурах

На рис. 2 и 3 показаны спектры излучения исследуемого ККЛ, измеренные при различных температурах и токах смещения соответственно. На спектрах присутствуют от двух до четырех спектральных линий в диапазоне 3.2-3.8 ТГц.



Рис. 2. Спектры излучения ККЛ № 10-3 при разных температурах (I = 1.78 A)

Видно, что с увеличением температуры амплитуда спектральных линий уменьшается, что связано с уменьшением инверсной населённости лазерных уровней при высоких температурах. При увеличении тока смещения происходит последовательное увеличение интенсивности высокочастотных мод и падение интенсивностей низкочастотных, что связано со смещением максимума усиления в высокочастотную область.



Рис. 3. Спектры излучения ККЛ № 10-3 при разных токах смещения на лазере (Т = 8.5 К). На вставке - зависимость интегрального излучения ККЛ от тока смещения

В данной работе исследованы ВАХ, излучательные характеристики и спектры излучения ТГц ККЛ GaAs/AlGaAs с двойным металлическим волноводом. Наблюдался пороговый рост интенсивности излучения вплоть до температуры 120 К и спектр излучения на частоте, совпадающей с расчетным значением. Таким образом, наряду с [3,4] продемонстрирован еще один полностью отечественный ККЛ ТГц диапазона частот, но уже с существенно большей максимальной рабочей температурой.

Работа выполнена при финансовой поддержке гранта РФФИ № 20-02-00363, а также в рамках Государственного задания НИЯУ МИФИ (проект No 0723-2020-0037) и Государственного задания ИСВЧПЭ РАН.

- 1. Khalatpour A. *et al.* // Nat. Photonics (2020) https://doi.org/10.1038/s41566-020-00707-5.
- 2. Jin Y. et al. // Optica, 7, 708 (2020).
- Иконников А.В., Маремьянин К.В. и др. // Письма в ЖТФ, 43, 86 (2017).
- 4. Цырлин Г.Э. *и др.* // ФТП, **54**, 902 (2020).

### Влияние содержания наночастиц серебра в матрице поли-*п*-ксилилена на ее мемристивные характеристики

А.Н. Мацукатова<sup>1, 2, \*</sup>, А.В. Емельянов<sup>1</sup>, К.Ю. Черноглазов<sup>1</sup>, А.А. Миннеханов<sup>1</sup>, А.Ю. Вдовиченко<sup>1</sup>, В.В. Рыльков<sup>1</sup>, В.А. Демин<sup>1</sup>

<sup>1</sup> НИЦ «Курчатовский институт», пл. Академика Курчатова, 1, Москва, 123182

<sup>2</sup> МГУ имени М.В. Ломоносова, Ленинские горы, 1, Москва, 119991

\*an.matcukatova@physics.msu.ru

Исследованы мемристивные структуры на основе нанокомпозитного поли-*п*-ксилилена с различным процентным содержанием внедренных наночастиц серебра. Выявлена зависимость мемристивных характеристик от процентного содержания наночастиц. Изучены емкостные характеристики мемристоров. Предложена качественная модель резистивного переключения в исследованных структурах.

#### Введение

Полимерный материал поли-п-ксилилен (ППК) используется в различных областях науки и техники, в том числе пленки ППК часто применяются в роли покрытий различных изделий, особенно в радиотехнике и микроэлектронике [1]. Последние исследования также показали возможность использования данного материала в роли активного слоя так называемых мемристивных структур, демонстрирующих эффекты обратимого резистивного переключения (РП), благодаря низкой диэлектрической проницаемости ППК [2]. Мемристоры представляют собой сэндвич-структуру металл/диэлектрик/металл, в которой РП происходит по механизму электрохимической металлизации (ЕСМ) [2]. При приложении положительного напряжения к структуре начинается миграция ионов металла из верхнего электрода через слой ППК к нижнему электроду, где они, восстанавливаясь, образуют металлический мостик, что переключает структуру в низкоомное состояние R<sub>ON</sub>. При приложении напряжения обратной полярности мостик разрушается в своей самой тонкой части из-за джоулева разогрева и/или эффекта электронного ветра, что переключает структуру в высокоомное состояние R<sub>OFF</sub>. Таким образом, слой ППК выступает матрицей для транспорта ионов металла, а его структурные и электрические свойства в большой мере определяют РП. Так как активное изучение мемристоров на основе ППК началось сравнительно недавно, на данный момент в качественной картине механизма РП все еще остается много пробелов.

Мемристоры на основе ППК не уступают своим неорганическим аналогам по главным мемристивным характеристикам (числу стабильных циклов РП из  $R_{\text{OFF}}$  в  $R_{\text{ON}}$  и обратно, длительности хранения резистивных состояний и др.), а также обладают существенными преимуществами, такими как относительно малая стоимость, гибкость и биосовместимость [2]. Более того было показано, что при внедрении металлических наночастиц в слое ППК формируются перколяционные цепочки, что приводит к улучшению большинства ключевых мемристивных характеристик и повышению стабильности РП. Но до сих пор не было сделано исследования влияния концентрации НЧ на РП и основные мемристивные характеристики таких структур, кроме этого подобное исследование может помочь в понимании механизма РП мемристоров на основе ППК. Поэтому целью данной работы стало исследование мемристоров на основе ППК с различной концентрацией внедренных наночастиц серебра.

#### Методика эксперимента и исследуемые образцы

В данной работе были исследованы мемристивные сэндвич-структуры, состоящие из нанокомпозита поли-хлор-*n*-ксилилен-серебро (ПХПК-Ад), осажденного на стеклянную подложку со слоем оксида индияолова (ITO), который выступал в качестве нижнего электрода. Синтез нанокомпозита осуществлялся по методике, описанной в [3], далее структура отжигалась в течение 8 часов при температуре 100°С.

После этого верхний металлический электрод осаждался термическим распылением серебра через теневую маску размером 0.2x0.5 mm<sup>2</sup>.

Мемристивные характеристики структур были исследованы с помощью аналитической зондовой станции Cascade Microtech PM5. Импульсы напряжения подавались на верхний электрод (при заземленном нижнем электроде) от источникаизмерителя Keithley 2636В, запрограммированного в среде LabView. При измерении вольт-амперной характеристики (BAX) ток ограничивался на уровне 1 mA, для того, чтобы при больших положительных напряжениях не происходило теплового разрушения мемристоров.

#### Результаты и обсуждение

Были исследованы мемристоры на основе ПХПК с процентным содержанием внедренных НЧ 3%, 6%, 9%, 12% и 16%. На рис. 1 представлены ВАХи образцов с 3%, 6% и 12% НЧ. Типичные для ЕСМ мемристоров ВАХ наблюдались для мемристоров с 6% НЧ: при положительном напряжении  $U_{set}$  структура переключалась из состояния  $R_{OFF}$  в  $R_{ON}$ , и данное состояние сохранялось до тех пор, пока не было приложено отрицательное напряжение  $U_{reset}$ , при котором происходило обратное переключение мемристоров.

Хотя для мемристоров с 9% НЧ также были получены подобные ВАХи, наиболее стабильные РП демонстрировали именно образцы с 6% НЧ. Кроме этого данные образцы имели наибольшее значение отношения  $R_{OFF}/R_{ON}$  (~ 200). Мемристоры же с 3% демонстрировали на 2 порядка меньшее значение  $R_{OFF}/R_{ON}$ , а мемристоры с 12% и 16% НЧ не демонстрировали РП и находились в состоянии  $R_{ON}$ .

Также были измерены годографы импеданса для мемристоров в состояниях  $R_{\rm ON}$  и  $R_{\rm OFF}$ . В высокоомном состоянии годограф представляет собой полуэллипс, который можно аппроксимировать эквивалентной схемой, состоящей из последовательно и параллельно соединенных резисторов и емкостей. В низкоомном состоянии годограф представляет собой вертикальную прямую, что характерно для проводников и подтверждает образование металлического мостика при переключении мемристора в состояние  $R_{\rm ON}$ .

На основе полученных данных предложена качественная модель РП в мемристорах на основе ППК с различным содержанием внедренных НЧ.



Рис. 1. Типичные ВАХ нанокомпозитных мемристоров ПХПК-Ад с процентным содержанием НЧ Ад а) 3%, б) 6%, в) 12%

#### Заключение

Были исследованы мемристоры на основе нанокомпозита ПХПК-Ад с процентным содержанием внедренных НЧ 3%, 6%, 9%, 12%, 16%.

Выявлено процентное содержание НЧ для создания наиболее стабильных мемристивных структур. Измерены годографы структур в различных резистивных состояниях, предоставлено объяснение полученным результатам.

#### Благодарности

Мацукатова А.Н. является стипендиатом Фонда развития теоретической физики и математики «БА-ЗИС» (№19-2-6-57-1).

- 1. Streltsov D.R. et al. // Appl. Phys. A. V. 110, 413 (2013).
- Minnekhanov A.A. *et al.* // Org. Electron. V. 74, 89 (2019).
- 3. Matsukatova A.N. *et al.* // Tech. Phys. Lett. V. 46, 73 (2020).

### Перестройка радиационного затухания слабой плазмонной моды в графеновой структуре с асимметричной элементарной ячейкой

#### К.В. Машинский<sup>1, \*</sup>, В.В. Попов<sup>1</sup>, Д.В. Фатеев<sup>1, 2</sup>

<sup>1</sup> Саратовский филиал Института радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН, ул. Зеленая, 38, Саратов, 410019

<sup>2</sup> Саратовский национальный исследовательский государственный университет им. Н.Г. Чернышевского, ул. Астраханская, 83, 410012

\*konstantin-m92@yandex.ru

Рассматривается лазерная генерация терагерцового излучения на резонансных плазмонных модах в структуре на основе пространственно однородного графена, экранированного двойным металлическим решеточным затвором с асимметричной элементарной ячейкой. Выяснено, что радиационное затухание слабых мод может быть перестроено за счет изменения асимметрии элементарной ячейки структуры.

#### Введение

Одним из перспективных материалов для создания устройств терагерцового (ТГц) диапазона частот электромагнитного излучения является графен. Одной ИЗ важнейших особенностей этого материала является нулевая ширина запрещенной зоны [1]. Графен может быть применен для усиления и генерации ТГц излучения [2] за счет населенности. создания инверсной При возбуждении плазмонов в графене сильная локализация полей позволяет электромагнитному излучению эффективно взаимодействовать с инвертированными носителями заряда в графене.

#### Теоретическая модель

В данной работе теоретически рассматривается лазерная генерация ТГц излучения на резонансных плазмонных модах в структуре на основе пространственно однородного графена, экранированного двойным металлическим решеточным затвором с асимметричной элементарной ячейкой Пространственно-однородный (рис. 1). слой графена расположен на подложке из карбида кремния, имеющего диэлектрическую проницаемость є=9, и отделен барьерным слоем из карбида кремния от затвора. Решеточный затвор состоит из двух периодических подрешеток, смещенных друг относительно друга в направлении оси х для создания асимметрии элементарной ячейки структуры. В графене создано инвертированное распределение носителей заряда

[3], позволяющее наблюдать излучательную рекомбинацию в ТГц диапазоне [4]. Нормально падающая на структуру ТГц волна возбуждает плазмонные моды, которые усиливаются в инвертированном графене. В пространственно асимметричной структуре возможно возбуждение как сильных («радиационных») плазмонных мод, так и слабых («нерадиационных») [5]. Ширины электродов подрешеток составляют w<sub>1</sub>=150нм и w<sub>2</sub>=220 нм, просветы между электродами – s<sub>1</sub>=185нм и s<sub>2</sub>=393нм, толщина барьерного слоя – d=15 нм, время релаксации импульса носителя заряда –  $\tau = 1$ пс.

#### Результаты

Исследована перестройка радиационного затухания слабой («нерадиационной») плазмонной моды при достижении режима лазерной генерации в зависимости от ширины затворного электрода  $s_1$  (резонатор, под которым возбуждается слабая плазмонная мода) (рис. 2).

Поскольку волновой вектор плазмонов определяется геометрическими параметрами резонатора как  $\pi p/s_{1,2}$ , возможно выбрать и настроить необходимую частоту для режима лазерной генерации слабых плазмонных мод. Частота радиационного затухания слабой моды уменьшается на порядок величины (до значений 0.0005 ТГц) за счет разнесения частот возбуждения слабой и сильной («радиационной», возбуждаемой под затвором  $s_2$ ) плазмонных мод.

Радиационное затухание сильной и слабой мод различается на два порядка, что позволяет уменьшить необходимую мощность накачки графена для перехода в режим лазерной генерации практически до уровня компенсации диссипативных потерь.



**Рис. 1.** Схематическое изображение структуры на основе пространственно однородного графена, экранированного двойным металлическим решеточным затвором с асимметричной элементарной ячейкой



Рис. 2. (а) Зависимость частоты радиационного затухания от ширины затвора s<sub>1</sub> в режиме лазерной генерации на слабой («нерадиационной») моде. (б)-(г) Зависимость поглощения от квази-энергии Ферми и частоты плазмона при различных ширинах затвора s<sub>1</sub>. На каждом из графиков представлены слабая (на меньшей частоте) и сильная (на большей частоте) моды

Частота радиационного затухание слабых плазмонных мод составляет около 0.0005 ТГц, в то время как затухание сильных – около 0,08 ТГц, что сопоставимо с диссипативным затуханием плазмонов 0,079 ТГц для времени релаксации импульса носителей заряда 1 пс.

Рассматриваемая структура является открытой для электромагнитной волны, в результате чего возбужденные или усиленные плазмоны переизлучаются уходящие электромагнитные волны. Величина радиационного затухания плазмонной моды определяет уровень переизлучаемых электромагнитных волн и добротность плазмонного резонанса. Для плазмонных мод с малым радиационным затуханием узкий частотный спектр усиления слабых плазмонных мод позволяет использовать одномодовый лазерный режим. В то для сильных время как лазерный режим радиационным плазмонных мод с большим затуханием характеризуется более широким частотным диапазоном, что приводит к многомодовому режиму генерации.

#### Заключение

В работе вычислено радиационное затухание плазмонных мод, выяснено, что радиационное затухание слабых мод может быть перестроено за счет внесения асимметрии в элементарную ячейку структуры. Причем в случае пространственно симметричной системы – слабые моды не возбуждаются и их радиационное затухание равно нулю. Поскольку для наступления лазерного режима усиления плазмонов необходимо не только компенсация диссипативных потерь, но и потерь на излучение, радиационного то уменьшение затухания слабых мод может существенно понизить порог лазерной генерации. Лазерная генерация на модах с малым радиационном затуханием характеризуются более узким лазерным соответствует одночастотному пиком, что когерентному излучению из структуры

Работа выполнена в рамка госзадания.

- Novoselov K.S., Fal'ko V.I., Colombo L., Gellert P.R. *et al.* // Nature, V. 490, 192-200 (2012).
- Grigorenko A.N., Polini M., Novoselov K.S. // Nat. Nanotechnol., V. 9, 780–793 (2014).
- Ryzhii V., Ryzhii M., Otsuji T. // J. Appl. Phys., V. 101, 083114 (2007).
- Yadav D., Tamamushi G., Watanabe T. *et al.* // J. Nanophoton., V. 7(4), 741-752 (2018).
- Fateev D., Mashinsky K., Polischuk O., Popov V. // Phys. Rev. Appl., V. 11(6), 064002 (2019).

### Ближнепольная колебательная спектроскопия полупроводниковых наноструктур

### А.Г. Милёхин<sup>1,2\*</sup>, М. Rahaman<sup>3</sup>, Т.А. Дуда<sup>1</sup>, И.А. Милёхин<sup>1</sup>, К.В. Аникин<sup>1</sup>, Е.Е. Родякина<sup>1,2</sup>, В.Г. Мансуров<sup>1</sup>, Р.Б. Васильев<sup>4</sup>, V. M. Dzhagan<sup>4</sup>, D.R.T. Zahn<sup>3</sup>, А.В. Латышев<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup> Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова СО РАН, пр.-т Лаврентьева, 13, Новосибирск, 630090

<sup>2</sup> Новосибирский государственный университет, Пирогова, 1, Новосибирск, 630090

<sup>3</sup> Semiconductor Physics, Chemnitz University of Technology, Chemnitz, Germany, D-09107

<sup>4</sup> Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова, Москва, 119991

<sup>5</sup> V.Ye. Lashkaryov Institute of Semiconductor Physics, Ukr. Nat. Acad. Sci., Kyiv, Ukraine, 03028

\*milekhin@isp.nsc.ru

Обсуждаются результаты изучения колебательного спектра полупроводниковых наноструктур с нанометровым пространственным разрешением методами ближнепольной колебательной спектроскопии - нано-КРС (комбинационного рассеяния света) и нано-ИК спектроскопии. Нано-КРС позволило обнаружить моды оптических фононов отдельных нульмерных и двумерных нанокристаллов CdSe и CdSe/CdS. С помощью нано-ИК спектроскопии выполнено картирование наноколонн AIN и установлена пространственная локализация мод оптических фононов AIN разной симметрии.

#### Введение

Методы зондовой ближнепольной колебательной спектроскопии, включая нано-КРС и нано-ИК спектроскопию, являются относительно новыми, но находят все более широкое применение при характеризации вещества с высоким пространственным разрешением. Они сочетает в себе возможности химического анализа, высокую чувствительность и нанометровое пространственное разрешение. Нано-КРС основано на возможности контролируемого создания и позиционирования так называемой «горячей точки», области пространства между металлизированным острием зонда АСМ микроскопа и поверхностью образца с высокой напряженностью локального электрического поля. Усиление интенсивности сигнала КРС для некоторых органических соединений может достигать 7 порядков, что достаточно для детектирования отдельных молекул, причем пространственное разрешение может достигать 2 нм при обычных условиях. Большинство исследований по нано-КРС относится к органическим и биологическим молекулам, в то время как неорганические материалы остаются мало изучены. Вместе с тем, в настоящее время нано-КРС не стало рутинным методом и требует тщательного подбора экспериментальных условий (выбор объекта исследования, материала и радиуса острия зонда АСМ микроскопа, типа подложки и др.). Нано-ИК спектроскопия может применяться для большинства материалов, обладающих дипольным моментом в элементарной ячейке, частоты собственных колебаний которых находятся в среднем ИК диапазоне. Однако, отсутствие эффективных источников и приемников дальнего ИК и терагерцового спектрального диапазонов ограничивают широкое применение нано-ИК для полупроводниковых наноструктур, частоты собственных колебаний которых находятся в этой спектральной области.

В нашей работе, мы представляем исследования фононного спектра нанокристаллов на основе CdSe и наноколонн AlN с помощью нано-КРС и нано-ИК спектроскопии, соответственно.

#### Методика эксперимента

В качестве исследуемых образцов использовались коллоидные нульмерные и двумерные нанокристаллы (HK) CdSe и CdSe/CdS, нанесенные на массивы нанокластеров Au по технологии Ленгмюра-Блоджетт.



**Рис. 1.** Карты интенсивности сигнала КРС а)- НК CdSe и б) нанопластинок CdSe/2CdS на частотах LO фононов CdSe, совмещенные с ACM изображением. b)- Типичное ACM изображение и спектр нано-КРС структур с нанопластинками. e) ACM изображение наноколонки AIN и f,g)-результаты ее нано-ИК картирования в частотных диапазонах 720-770 и 770-790 cm<sup>-1</sup>

Массивы нанокластеров Au были сформированы с помощью нанолитографии. AlN наноколонны гексагональной формы с латеральными размерами ~350 нм и высотой ~40 нм были сформированы в процессе молекулярно-лучевой эпитаксии.

Спектры нано-КРС были записаны на установке Xplora/AIST-NT TERS в геометрии квазиобратного рассеяния. ИК спектры с пространственным разрешением 10 нм были получены с использованием платформы для ближнепольной микроскопии neaSNOM.

#### Результаты и обсуждение

Спектры нано-КРС НК CdSe демонстрируют характерные особенности при 210 см<sup>-1</sup>, соответствующие частотам продольных оптических (LO) фононов CdSe. Картирование сигнала КРС в диапазоне частот LO фононов показывает, что максимальное усиление от НК наблюдается вблизи торцов нанокластеров Аи (рис. 1а). Неоднородность усиления сигнала КРС свидетельствует о сильной локализации электромагнитного (ЭМ) поля вблизи торцов нанокластеров Аи и резонансном характере КРС. Картирование субмонослойных покрытий НК CdSe [1] и нанопластинок CdSe/2CdS (рис. 1b) и с шагом 2 нм позволило визуализовать отдельные НК CdSe размером 6 нм [2] и нанопластинки (рис. 1с), нанесенные на плазмонную подложку. При этом спектры нано-КРС (рис. 2d) проявляют моды локализованных и поверхностных фононов ядра CdSe и оболочки CdS.

Спектральное нано-ИК картирование наноколонны AlN на частотах поверхностных оптических (SO) фононов при 740 и 778 сm<sup>-1</sup> (рис. 1f,g) соответствует её ACM изображению (Рис.1е). Различие нано-ИК изображений для двух SO мод свидетельствует о различной симметрии соответствующих им мод оптических фононов.

#### Заключение

Нано-КРС и нано-ИК спектроскопия успешно применены для установления фононного спектра ряда полупроводниковых наноструктур, включая сферические нанокристаллы CdSe, нанопластинки CdSe/CdS и наноколонны AlN, с пространственным разрешением, находящимся далеко за дифракционным пределом.

#### Благодарности

Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ и Немецкого научно-исследовательского общества (гранты №18-29-20066\_mk и №19-52-12041\_ННИО).

- Milekhin I.A., Rahaman M., Anikin K.V. et al. // Nanoscale advances, 2, 5441 (2020).
- Dzhagan V.M., Azhniuk M.Yu., Milekhin A.G. *et al.* // J. Phys. D: Appl. Phys., 51, 503001 (2018).

### Контроль топологических энионных состояний в спектрах фотолюмиесценции квантовых точек InP/GaInP<sub>2</sub>

#### А.М. Минтаиров<sup>1,2,\*</sup>

<sup>1</sup> Физико-Технический институт им. А. Ф. Иоффе РАН, Политехническая ул. 26, Санкт-Петербург, 194021

<sup>2</sup> University of Notre Dame, Notre Dame, IN 46556, USA.

\*amintairov@mail.ioffe.ru

В спектрах ближне-польной сканирующей фотолюминесценции эноинной молекулы, образованной в самоорганизованной квантовой точке InP/GaInP<sub>2</sub> с шестью электронами, наблюдались перестановка и склеивание энионов, обусловленное фотовозбуждением. Эти наблюдения являются первой экспериментальной демонстрацией элеменарных операций топологических кватновых вычислений.

#### Введение

Методы топологических квантовых вычислений основаны на квантовых теориях поля, которые двумерные показывают, что (2D) системы электронов связанных c вихрями квантов магнитного потока (ВКМП), могут быть описаны гамильтонианом, собственные состояния которого соответствуют кодам квантовой коррекции ошибок, что позволяет создать на основе таких систем помехо-защищенные квантовые ветили [1]. Эти системы представляют собой набор локализованных частиц (энионов) для которых квантовые операции представляют собой физическую реализацию математических не-Абелевых преобразований представлений группы кос  $B_n$ . Таким образом, операции топологического квантого элемента включют в себя перестановку энионов друг вокруг друга (плетение) и слияние (склеивание) [1, 2]. В настоящей работе мы наблюдали такие операции при измерении спектров фотолюминесценции (ФЛ) естественных молекул энионов в структурах самоорганизованных (СО) квантовых точек (КТ) InP/GaInP<sub>2</sub> [3] с помощью ближнепольной сканирующей оптической микроскопии (БСОМ) с высоким пространственным разрешением [4].

#### Детали эксперимента

СО InP/GaInP<sub>2</sub> КТ представляют собой квази-2D островки имеющие радиус Вигнера-Зейтца *r*<sub>s</sub> до 5, что соответствует режиму сильной Вигнеровской локализации.

Островки содержат до  $N\sim20$  электронов и имеют встроенное магнитное поле  $B_{\rm bi}$  до 15 Т. Они имеют форму плоской линзы с соотношением сторон 1/10 и диаметром ~150 нм, что обеспечивает квантовое ограничение,  $\hbar\omega_0$ , несколько мэВ. Легирование электронами и  $B_{\rm bi}$  возникает в этих КТ за счет локальных пьезо-электрических полей, индуцированных спонтанным атомным упорядочение (САУ) GalnP<sub>2</sub>, так как в процессе получения структур InP/GalnP<sub>2</sub> корреляция само-организованой эпитаксии КТ и САУ приводит к формированию композитов ядро-оболочка, в которых островки InP окружены пьезоэлектрическими САУ-доменами, имеющими размер до нескольких десятков нанометров [3].

Это уникальные свойства КТ InP/GaInP<sub>2</sub> по сравнению с другими системами СО КТ [5]. Для БСОМ эксперимента мы использовали КТ имеющую N=6,  $\hbar\omega_0=2$  мэВ,  $r_s=2$  и  $B_{\rm bi}\sim12$  Т. Благодаря  $B_{\rm bi}$  в этой КТ формируются состояния дробного квантового эффекта Холла, соответствующие эффективному фактору заполнения уровней Ландау  $\nu\sim2/7$ .

Эти энионные состояния соответствуют магнетоэлектронам ( $e_m$ ) [6], в которых два электрона связаны с семью ВКМП и для N=6 в КТ образуются три  $e_m$ . Соответствующее состояние можно обозначить как  $3A_{2/7}^{2.0}$ , т. е.  $N_{em}A_v^{rs}$ . В эксперименте спектры ФЛ КТ измерялись в крио-магнитной БСОМ установке при температуре 10 К с использованием волоконно-оптических зондов в режиме возбуждение-сбор [4] при сканировании области расположения КТ.



**Рис. 1.** Спектр ФЛ (а), 200х200 нм<sup>2</sup> карты БСОМ компонентов спектра (б) и расположения энионов (сплошные и полые кружки соответствуют электронам и ВКМП) в начальном (в) и фотовозбужденном (г) состояниях, извлеченных из карты (б) КТ InP/GaInP<sub>2</sub> с *N*=6, *r*<sub>s</sub>=2 и *B*<sub>bi</sub>=12 Т.

По спектрам измеренным при сканирования были построены пространственные распределения интенсивностей (карты) отдельных линий излучения КТ, по которым измерялся размер и положение области локализации энионов (*e<sub>m</sub>*) в основном (IS) и фотовозбужденном (PS) состояниях КТ.

#### Результаты

Результаты измерений представлегы на рис.1а-г. В спетре ФЛ КТ (см. Рис. 1а) компоненты обозначенные  $0^{**}-6^{**}$  соответствуют излучению одиночных  $e_{\rm m}$ -энионов PS, а компоненты обозначенные  $\omega_0$ ,  $2\omega_0$  и  $3\omega_0$  соответсвуют молекулярным колебательнам модам IS, которые генерируются за счет смещениея  $e_{\rm m}$  в PS. Карты БСОМ (см. Рис. 1б) энионных линий показывают квази-одномерную молекулярную структуру вытянутую вдоль *x-у* диагонали, а карты колебательных мод смещение  $e_{\rm m} 4^{**}$ ,  $5^{**}$ ,  $1^{**}$  и  $3^{**}$ .

Из анализа экспериментальной карты было получено расположение  $e_{\rm m}$  в IS и PS, которое приведено на Рис. 1в и г, соответственно. В IS три  $A_{2/7}^{2.0} e_{\rm m}$ образуют молекулярную струкутру равнобедренного треугольника (РБТ) с размером основания (L1) и боковых сторон (L2) равными 70 и 60 нм, соответсвенно. Каждый  $e_{\rm m}$ -энион состоит из двух  $A_{1/7}^{2.0} e_{\rm m}$ имеющих разную энергию квантования и склееных одним ВКМП. Например, 0\*\* и 4 \*\*составляющие e<sub>m</sub> расположенный в левом нижнем углу карты отличаются по энергии на 3.5 мэВ. В РЅ квазиодномерная молекулярная структура *e*<sub>m</sub> состоит из РБТ  $3A_{1/3}^{2.0}$  (L1=50 нм и L2=40 нм), расположенного в левом нижнем углу КТ и одиночного  $e_{\rm m} = 1A_{4/12}^{2.0}$ отстоящего на 90 нм в направлении правого верхнего угла карты.

Сравнение молекулярных структур IS и PS, показывает, что добавление электрона к энионной молекуле соответствует расклеиванию трех  $A_{2/7}^{2.0} e_{\rm m}$  с образованием семи  $e_{\rm m} A_{1/3}^{2.0}$ . После этого происходит две перестановки. В первой участвуют  $e_{\rm m} 0^{**}$  и

 $4^{**}$ , которые в IS склеены в один  $A_{2/7}^{2.0} e_{\rm m}$ . Эти  $e_{\rm m}$  вместе с  $5^{**}$  образуют молекулу  $3A_{1/7}^{2.0}$ . Оставшиеся четыре  $e_{\rm m}$  склеиваются в  $1A_{4/12}^{2.0}$  и при этом приосходит вторая перестановка, в которой учавствуют  $e_{\rm m}$  1\*\* и 3\*\*. Наблюдаемые изменения в расположении  $e_{\rm m}$  можно описать диаграммой группы кос  $B_7$ , которая показана на Рис. 2 и которая, таким образом, впервые демонстрирует топологические квантовые операции.



Рис. 2. Диаграмма мировых линий положение-время группы кос *B*<sub>7</sub> описывающих процесс ФЛ InP/GaInP<sub>2</sub> КТ имеющнй 6 электронов, *r*<sub>s</sub>=2.0 и *B*<sub>b</sub>~12 Т

Автор выражает благоданоость РНФ за поддержку данных исследований (грант №. 19-19-00246).

- 1. Kitaev A.Y. // Annals of Physics, V. 303, 2 (2003).
- Bonesteel N E., Hormozi L., Zikos G., Simon S.H. // Physical Review Letters, V 95, 140503 (2005).
- Mintairov A.M. et al. // Appl. Phys. Lett., V 115, 202104 (2019).
- A. M. Mintairov *et al.* // Physical Review B, V. 97, 195443 (2018).
- E. Michler (edited) // "Single semiconductor quantum dots" pp 390 Springer Berlin Heidelberg (2009).
- 6. A. M. Mintairov et al. // Nanomaterials (in press).

### Отрицательная поляризуемость электронов

### в квантовых ямах HgTe. Эксперимент??

Г.М. Миньков<sup>1,2,</sup>, О.Э. Рут<sup>1</sup>, А.А. Шерстобитов<sup>1,2</sup>, А.В. Германенко<sup>1</sup>, С.А. Дворецкий<sup>3,4</sup>, Н.Н. Михайлов<sup>3,4</sup>,В.Я. Алешкин<sup>5</sup>,

<sup>1</sup> Уральский федеральный университет им. Б.Н. Ельцина, 620002 Екатеринбург, Россия

<sup>2</sup>Институт физики металлов им. М.Н. Михеева УрО РАН, 620137 Екатеринбург, Россия

<sup>3</sup>Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова СО РАН, 630090 Новосибирск, Россия

<sup>4</sup> Новосибирский государственный университет, 630090 Новосибирск, Россия

<sup>5</sup> Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, д. 7, Нижний Новгород, 607680.

\* grigori.minkov@imp.uran.ru

Экспериментально исследованы зависимости емкости межу двумерными носителями и полевым электродом от напряжения, в структурах с квантовыми ямами HgTe шириной от 20 до 50 нм. Совместный анализ полученных зависимостей с результатами измерений плотности состояний электронов и дырок в этих же структурах позволил выявить вклад смещение положения средней плотности заряда электронов, в направлении, перпендикулярном квантовой яме, при изменении напряжения затвора. Обнаружено, что направление смещения контр интуитивно - электроны отталкиваются от положительного заряда полевого электрода, что соответствует отрицательной поляризуемости электронного газа. Для количественного анализа полученных результатов был проведен самосогласованный расчет спектра, распределения заряда электронов и их зависимостей от напряжения затвора. Рассчитанные зависимости разумно согласуется с экспериментом. Полученные результаты показывают, что при анализе всех результатов, полученных в гейтовых структурах с широкой кантовой ямой HgTe, необходимо учитывать перераспределение электронной плотности, которое в определенном диапазоне напряжений затвора соответствует отрицательной поляризуемости электронного газа.

#### Введение

Структуры с квантовыми ямами HgTe привлекают большое внимание по многим причинам.

Во-первых, квантовая яма формируется из бесщелевого полупроводника, а барьеры (HgCdTe) формируются из полупроводника с нормальным порядком зон. (Нормальным порядком зон в гамма точке зоны Бриллюэна в полупроводниках $A_3B_5$  и  $A_2B_6$  является: дважды вырожденная зона проводимости Г6, четырехкратно вырожденная валентная зона Г8, которая состоит из зоны тяжелых и легких дыр и спин-орбитально отщепленная валентная зона Г7.) В бесщелевых полупроводниках HgTe, HgSe

Во-вторых, зонный спектр исходных объемных материалов HgTe, HgCdTe детально изучен и параметры спектра достаточно хорошо известны.

В-третьих, энергетический спектр E(k) электронов в квантовых ямах на основе HgTe рассчитывался в рамках kP-теории в многочисленных работах. Было показано, что в зависимости от ширины квантовой ямы d реализуются очень разные типы спектра: при d менее 6,3 нм спектр подобен спектру узкозонного полупроводника (обычно называемого «нормальным»); линейный по k спектр для малых k, дираковский, при d = 6.3 нм; «инвертированный», когда термы, из которых формируются зона проводимости и валентная зона, меняются местами при d 6,3-15 нм; полуметаллический при d более 15 нм.

В-четвертых, теория предсказывает, что при d> 6.5 нм КЯ является двумерным топологическим изолятором, когда одномерные краевые состояния образуются наряду с двумерными состояниями. А когда d больше 60-80 нм, реализуется спектр трехмерного топологического изолятора, когда образуются двумерные односпиновые поверхностные состояния с характерной локализованной длиной L\_z в направлении z меньше чем ширина ямы (z направление, перпендикулярное плоскости КЯ).

И наконец (может быть самое важное) технология выращивания структур HgCdTe / HgTe / HgCdTe хорошо развита не только за границей в Вюрцбурге (Германия), но и в России – в Институте Физики Полупроводников (Новосибирск).

Казалось бы, наличие хорошей технологии, знание параметров родительских материалов, наличие развитых методов расчета спектра (многозонный кРметод) позволяет детально разобраться во всех свойствах (транспортных, оптических и др.) структур с квантовыми ямами HgTe любой ширины.

#### Результаты и обсуждение

Теоретическое рассмотрение поляризуемость электроного газа в квантовых ямах HgTe, проведенное в работе [1], предсказывает, что в некоторых диапазонах ширины квантовой ямы (QW) и концентрации электронов их поляризуемость может стать отрицательной. В этом случае, при изменении концентрации электронов напряжением затвора (Vg), среднее значение положения заряда в квантовой яме ( $z_{aver}$ ) будет контр-интуитивно (при положительном напряжении затвора, электроны будут отталкиваться от затвора). Этот эффект должен проявляться в зависимости емкости между QW и затвором от Vg (C(Vg)).

В настоящей работе были изучены зависимости C(Vg) и магнитотранспортные явления в QW HgTe с шириной 22, 32 и 46 нм. Основной результат представлен на рис.1.



**Рис.** 1(а) Зависимости С /  $C_g0(V_g)$  от концентрации электронов. Верхняя кривая – скорректированная на смещения заряда С /  $C_g0(V_g)$  для ямы 32 нм. (b), (c), (d) зависимости квантовой емкости ,  $C_q$  / S, найденной из экспериментальной зависимости С /  $C_g(V_g)$  (кривые 1). Cq / S(V<sub>g</sub>) рассчитанные из измеренных m\_e (n) (кривые 2). Cq / S(V<sub>g</sub>), рассчитанные С /  $C_g0(V_g)$  с учетом сдвига распределения заряда от V<sub>g</sub>

Для определения геометрической емкости  $C_g$  мы воспользовались тем фактом, что измеренная на этих структурах эффективная масса дырок одинакова,  $m_h=0.25$  +-0.05 $m_0$ . Минимум на зависимости  $C(Vg)/C_g$  на рис. 1(а) соответствует уменьшению плотности состояний при переходе уровня Ферми из валентной зоны в зону проводимости, а существенно разные значения  $C(Vg)/C_g$  в минимумах должны были бы соответствовать разным значениям эффективной массы электронов. Но это противоречит измеренным на этих же структурах зависимостям эффективной массы электронов,  $m_e$ , от их концентрации, приведенных на рис. 2.

Такое противоречие связано с обычно используемым, молчаливым предположением, что геометрическая емкость не зависит от Vg. Самосогласованные расчеты спектра и распределения заряда в яме показывают, что в широких QW HgTe это не так: заряд электронов заметно смещается с Vg, что соответствует изменению геометрической емкости (при этом в некотором диапазоне Vg это смещение соответствует отрицательной восприимчивости). Рассчитанная зависимость Cg(Vg)/Cg0 для ямы 32 нм показано верхней кривой на рис. 1(a). Рис.1 (b,c,d) показывают, что учет смещения заряда при изменении Vg снимает противоречие между плотностью состояний, найденной из C<sub>g</sub>(Vg) и из измеренной эффективной массой, определенной из осцилляций Шубникова де Гааза.

**Таблица 1.** Параметры насыщенных пленок некоторых ПАВ.

Показатели	Emk	VO	OLA	OLE	DA
КПН, мН/м	39	40	36	32	22
Упругость, мН/м	2–5	12	15	22	70

#### Литература

 Mironov V.L., Ermolaeva O.L., Skorohodov E.V. et al. // Physical Review B, V. 85, 144418 (2012).

### Исследование динамики неизлучающих экситонов в квантовой яме GaAs/AlGaAs при различных мощностях накачки

### А.В. Михайлов<sup>1, \*</sup>, А.С. Курдюбов<sup>1</sup>, Д.Ф. Мурсалимов<sup>1</sup>, А.В. Трифонов<sup>1, 2</sup>, И.Я. Герловин<sup>1</sup>, И.В. Игнатьев<sup>1</sup>

1 Лаборатория Оптики спина Санкт-Петербургского государственного университета, Университетская наб., д. 7–9, Санкт-Петербург, 199034

<sup>2</sup> Experimentelle Physik 2, Technische Universität Dortmund, Dortmund, D-44221, Germany

\*mikhailovav@yandex.ru

С помощью методики накачки-зондирования для квантовой ямы GaAs/AlGaAs шириной 14 нм проведено исследование динамики долгоживущих неизлучающих экситонов по их влиянию на уширение экситонных резонансов в спектрах отражения. Зависимости от мощности накачки демонстрируют сублинейный рост добавочного нерадиационного уширения. Проведенное моделирование показывает, что это можно объяснить уменьшением эффективности рассеяния светлых экситонов в долгоживущие состояния с ростом мощности накачки, а также повышением температуры этих состояний, что увеличивает вероятность распада экситонов на электроны и дырки и уменьшает сечение рассеяния экситонов.

Экситоны, движущиеся вдоль слоя квантовой ямы с волновым вектором, превышающим волновой вектор света, не взаимодействуют со светом (неизлучающие экситоны). В совершенных гетероструктурах они могут жить десятки наносекунд, и их двумерная плотность может на порядки величин превышать плотность излучающих экситонов [1]. Поэтому их взаимодействие с излучающими экситонами может значительно влиять на динамику излучения последних. В данной работе мы исследуем этой динамики зависимость ОТ мощности оптического возбуждения.

#### Методика эксперимента

В данной работе использован экспериментальный метод изучения динамики неизлучающих экситонов, основанный на измерении уширения экситонных резонансов в спектрах отражения методикой накачки-зондирования со спектральным разрешением [2]. Спектрально узкие (0.5 мэВ) импульсы накачки длительностью ~2 пс позволяли резонансно возбуждать систему, а спектрально широкие (~15 мэВ) и короткие (~100 фс) импульсы зондирования позволяли измерять спектры отражения в широком диапазоне. Исследовалась квантовая яма GaAs/AlGaAs шириной 14 нм с небольшой концентрацией алюминия (3%)в барьерных слоях. Динамика уширения резонанса тяжелого экситона исследовалась при резонансной накачке в основной переход легкого экситона. Температура образца составляла 4 К.



Рис. 1. Зависимости величины добавочного нерадиационного уширения тяжелого экситона от временной задержки при различных плотностях мощности накачивающего пучка. Накачка производилась в резонанс легкого экситона. На вставке показан типичный вид резонансов легкого и тяжелого экситонов в спектре отражения (символы) и результат подгонки (сплошная кривая). Серая штриховая линия — пример моделирования динамики

#### Результаты и обсуждение

На рис. 1 представлены примеры временных зависимостей нерадиационного уширения резонанса тяжелого экситона, измеренных для разных мощностей возбуждения. Показана только добавочная часть уширения, индуцированная оптическим возбуждением. Величина нерадиационного уширения определялась при каждом значении задержки между накачивающим и пробным импульсами с помощью измерения спектра отражения и его моделирования в рамках стандартной модели нелокального диэлектрического отклика [3]. Пример спектра и его подгонки показан на вставке к рис. 1.

Как видно из рис. 1, зависимости уширения от задержки являются сильно немонотонными. При небольших положительных задержках наблюдается рост уширения, который выходит на максимум и затем медленно спадает. При «отрицательных» задержках наблюдается ненулевая величина уширения, т.е. квазичастицы, на которых происходит рассеяние экситонов, имеют время жизни большее, чем временной промежуток между импульсами (12.5 нс).



Рис. 2. Зависимости добавочного нерадиационного уширения тяжелого экситона от плотности мощности накачки при двух задержках между импульсами накачки и зондирования: отрицательной (-400 пс) и положительной (200 пс). Сплошные линии показывают результаты моделирования

С увеличением мощности накачки наблюдается сублинейный рост уширения, как при положительных, так и при отрицательных задержках. На рис. 2 показаны зависимости уширения от мощности накачки, измеренные при разных временных задержках.

Для изучаемой гетероструктуры нами разработана модель динамики нерадиационного уширения резонанса тяжелого экситона. В рамках этой модели предполагается, что импульс накачки рождает светлые экситоны, часть которых рассеивается друг на друге и на акустических фононах в резервуар неизлучающих состояний. Одна часть таких экситонов остывает, приобретая среднюю температуру резервуара, а другая диссоциирует на электроны и дырки. Результирующее уширение экситонного резонанса складывается из парциальных вкладов всех квазичастиц неизлучающего резервуара — электронов, дырок и экситонов. Пример моделирования динамики приведен на рис. 1. Диссоциация экситонов объясняет начальный рост динамики уширения. В дальнейшем, электроны и дырки участвуют в двух важных процессах: формировании новых экситонов и рассеянии экситонов в световой конус. Последний процесс приводит к опустошению резервуара и определяет постепенный спад сигнала в динамике уширения. Скорость опустошения резервуара зависит от плотности свободных носителей. По мере связывания носителей в экситоны, скорость опустошения падает, и экситоны в резервуаре «доживают» до следующего лазерного импульса. Это определяет ненулевой сигнал уширения в отрицательных задержках.

Нами были определены параметры модели для нескольких мощностей накачки. Интерполяция этих параметров на весь диапазон мощностей накачки позволяет хорошо описать зависимости, представленные на рис. 2.

Выполненное моделирование позволяет объяснить ярко выраженную сублинейную зависимость уширения от мощности накачки двумя основными факторами. Во-первых, сублинейность вызвана уменьшением эффективности рассеяния светлых экситонов в неизлучающий резервуар.

Во-вторых, она обусловлена увеличением эффективной температуры резервуара. Последнее приводит к смещению равновесия между квазичастицами резервуара от экситонов к свободным электронам и дыркам, а также к уменьшению сечения экситонного рассеяния.

Работа выполнена при поддержке РФФИ, гранты № 19-02-00576а и № 20-32-70131. Авторы благодарят СПбГУ за финансовую поддержку в рамках гранта № 73031758 и РЦ «Нанофотоника» СПбГУ за образец для исследования.

- Trifonov A.V., Korotan S.N., Kurdyubov A.S. *et al.* // Phys. Rev. B 91, 115307 (2015).
- 2 Trifonov A.V., Khramtsov E.S., Kavokin K.V. *et al.* // Phys. Rev. Lett. 122, 147401 (2019).
- 3 Ivchenko E.L. Optical Spectroscopy of Semiconductor Nanostructures (Springer, Berlin 2004).

### МЛЭ рост сложных лазерных и nBn структур на основе твердых растворов CdHgTe

#### Н.Н. Михайлов<sup>1, 2,\*</sup>, В.С. Варавин<sup>1</sup>, С.А. Дворецкий<sup>1, 3</sup>, В.Г. Ремесник<sup>1</sup>, И.Н.Ужаков<sup>1</sup>

1 Институт физики полупроводников им.А.В. Ржанова Сибирского отделения РАН, пр. Лаврентьева 13, Новосибирск, Россия, 630090.

<sup>2</sup> Новосибирский государственный университет, ул. Пирогова 2, Новосибирск, 630090.

<sup>3</sup> Томский государственный университет, пр. Ленина 36, Томск, Россия, 634050.

\*mikhailov@isp.nsc.ru

Рассмотрены особенности выращивания сложных гетероструктур на основе CdHgTe на подложках из (013)GaAs диаметром до 3-х дюймов с буферными слоями ZnTe и CdTe методом молекулярно-лучевой эпитаксии. В лазерных структурах в толстых слоях CdHgTe с составами 0,7-0,95 молярных долей CdTe встроены квантовые ямы HgCdTe/HgCdTe в количестве от 3 до 15 с составами менее 0,05 молярных долей CdTe и толщиной барьеров 30 нм и составами 0,7-0,95 молярных долей CdTe и толщиной барьеров 30 нм и составами 0,7-0,95 молярных долей CdTe. В nBn структурах в толстых слоях CdHgTe с составами ~0,3 и 0,22 молярных долей CdTe встроены широкозонные барьерные слои с составами ~0.7 молярных долей CdTe и толщиной от 0.2 нм до 0.5 нм. Рассмотрены особенности технологических процессов, контроля распределения состава по толщине с использованием метода "эффективной" подложки из эллипсометрических измерений *in-situ*. Показано воспроизводимое выращивание излучающих лазерных структур в диапазоне длин волн от 3 до 31 мкм и фотоприемных униполярных nBn барьерных структур с чувствительностью в диапазоне длин волн 3-5 и 8-12 мкм, которые обеспечивают разработку инфракрасных детекторов с пониженными темновыми токами, работающими при повышенных температурах.

#### Введение

Метод молекулярно-лучевой эпитаксии (МЛЭ) в последнее время широко используется для выращивания фотоприемных структур на основе твердых растворов Cd<sub>x</sub>Hg<sub>1-x</sub>Te с рабочими толщинами в несколько микрон и новых материалов на основе HgCdTe/CdTe/HgCdTe квантовых ям (КЯ) с толщинами слоев в несколько нанометров [1,2]. Технологические режимы роста этих структур существенно отличаются по условиям процессов роста и методам контроля состава и толщины растущего слоя. В работе приведены результаты модернизации технологической оснастки СВВ установки "Обь-М" и технологические особенности роста сложных лазерных структур с толстыми волноводными слоями и встроенными в них квантовыми ямами и униполярных барьерных nBn структур для излучателей и детекторов.

### Экспериментальные результаты и обсуждение

Исследование процессов роста твердых растворов Cd<sub>x</sub>Hg<sub>1-x</sub>Te и множественных квантовых ям производилось в CBB установке молекулярно-лучевой эпитаксии "Обь-М" с источником Cd, позволяющим проводить резкое изменение молекулярного потока с помощью механического вентиля, управляемого по заданной программе.



**Рис. 1.** Изменение эллипсометрических параметров Delta и Psi при росте лазерной структуры (а) и профиль распределения состава по толщине (b)

Такой источник позволяет проводить воспроизводимый рост структур с множественными HgTe KЯ. Контроль состава, толщины и скорости роста слоев осуществлялся высокостабильным быстродействующим одноволновым эллипсомером (производство ИФП СО РАН). Для распределения состава в слоях структур с множественными HgTe KЯ использовался метод "эффективной" подложки [3], суть которого заключается в замене нижележащих выращенных слоев однородным слоем с эффективными оптическим показателями  $n_{\scriptscriptstyle 3\varphi\varphi}$  и  $k_{\scriptscriptstyle 3\varphi\varphi}$  и определении оптических показателей растущего слоя при каждом эллипсометрическом измерении. Толщина выращенного слоя определялась из ранее измеренной скорости роста. При росте структур с квантовыми ямами/барьерами скорость роста определяется потоком теллура и оставалась неизменной. Состав определяется потоком кадмия.

Были выращены серии лазерных структур с различными толщинами (от 2.5 нм до 7,8 нм) и количеством от 3 до 15 встроенных НgTe КЯ. Содержание CdTe в КЯ было меньше 0,05 молярных долей. Толщина и состав в волноводах лазерных структур варьировались от 0,5 до 15 мкм и в интервале 0,7 -0,95 молярных долей CdTe, соответственно. На рис. 1 представлены изменения эллипсометрических параметров в процессе роста и рассчитанный профиль распределения состава вблизи КЯ для лазерной структуры с 10-ю HgTe КЯ толщиной 2,7 нм, обеспечивающей длину волны стимулированного излучения ~3 мкм при  $\leq 10^{\circ}$ C. На таких структурах было продемонстрировано стимулированное излучение в области длин волн от 2,7 мкм при температуре вблизи комнатной до ~ 31 мкм для гелиевых температур [4,5].

Аналогично лазерным структурам были выращены серии униполярных барьерных nBn структур, содержащие последовательно рабочий n-слой с концентрацией индия (8-50)×10<sup>15</sup> см<sup>-3</sup>, легированный индием с составами ~0,3 и 0,22, толщинами несколько мкм, широкозонный барьерный слой с составом  $X_{CdTe}$ ~0,7, толщиной несколько десятых мкм и контактный слой с составом, превышающим состав рабочего слоя, толщиной ~1мкм и с уровнем легирования индием (5-30)×10<sup>16</sup> см<sup>-3</sup>. Такие параметры концентрации и подвижности основных носителей заряда соответствуют калибровочным параметрам для однослойных структур с заданным составом и уровнем легирования.



**Рис. 2.** Изменение эллипсометрических параметров при росте nBn структуры (а) и профиль распределения состава и концентрации индия по толщине (b)

На рис. 2 показано изменение эллипсометрических параметров при росте nBn структуры (а) и профиль распределения состава и концентрации индия (b). Фотоприемники на основе nBn структур имели пониженные темновые токи и имели чувствительность для длин волн 3-5 мкм [6].

Работа выполнена при частичной финансовой поддержке РФФИ (проект №18-29-20053) и проект №0306-2018-0010.

- Sidorov Yu.G., Dvoretsky S.A., Mikhailov N.N. *et al.* // Advances in Semiconductor Nanostructures, Elsevier 297 (2017).
- 2. Квон З.Д., Михайлов Н.Н., Дворецкий С.А. *и др.* // УФН, т. 190, 673 (2020).
- Швец В.А., Михайлов Н.Н., Икусов Д.Г., Ужаков И.Н., Дворецкий С.А. // Оптика и спектроскопия, т.127, 318 (2019)
- Fadeev M.A., Rumyantsev V.V., Dvoretskii S.A., Mikhailov N.N. *et al.* // Optics Express V.26, 12755 (2018)
- Rumyantsev V.V., Mikhailov N.N., Dvoretsky S.A., Morozov S.V. *et al* // J. of Infrared, Millimeter, and Terahertz Waves, V.41, 750(2020)
- Voitsekhovskii A.V., Dvoretsky S.A., Mikhailov N.N. *et al.* // J. of Physics D: Applied Physics V. 53, 055107, (2020).

### Альтернативные подложки (013)GaAs/ZnTe/CdTe для MЛЭ роста CdHgTe и PbSnTe

Н.Н. Михайлов<sup>1,2</sup>, С.А. Дворецкий<sup>1,3</sup>, Р.В. Меньшиков<sup>1</sup>, И.Н.Ужаков<sup>1</sup>, А.С. Тарасов<sup>1\*</sup>, Е.В. Федосенко<sup>1</sup>, О.Е. Терещенко<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup> Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова Сибирского отделения РАН, пр. Лаврентьева 13, Новосибирск, Россия, 630090

<sup>2</sup> Новосибирский государственный университет, ул. Пирогова 2, Новосибирск, 630090

<sup>3</sup> Томский государственный университет, пр. Ленина 36, Томск, Россия, 634050

\*tarasov1916@yandex.ru

В данной работе была получена атомарно-чистая и структурно-упорядоченная поверхность CdTe в составе гетеростуктуры (013) CdTe/ZnTe/GaAs после роста и хранения на воздухе с помощью обработки в изопропиловом спирте, насыщенном парами соляной кислоты (HCI-iPA), и дальнейшего температурного прогревав сверхвысоком вакууме (CBB). Показано, что обработка поверхности CdTe в растворе HCI-iPA приводит к удалению оксидов и обогащению поверхности слоем элементарного теллура толщиной 3-5 нм. Прогрев в CBB приводит к появлению Те-стабилизированной поверхности CdTe при десорбции теллура. Найдено, что во время прогрева в вакууме присутствуют две стадии изменения состояния поверхности (~150 °C и ≤250 °C). На подготовленной подложке (013) CdTe/ZnTe/GaAs были выращены слои CdTe и CdHgTe, которые по своим свойствам аналогичны выращенным структурам без выноса из установки в атмосферу.

#### Введение

Твердые растворы соединений II-VI и IV-VI представляют интерес как фоточувствительные материалы для приемников ИК и ТГц излучения [1]. В последнее время интерес к этим соединениям связан с созданием структур топологических изоляторов (ТИ), в которых возникают электронные поверхностные состояния Дираковского типа из-за большим спин-орбитальным расщеплением в тяжелых атомах материала [2]. Рост твердых растворов HgCdTe и PbSnTe для получения высокого кристаллического проводится на согласованных по параметру решетки подложках, недостатки которых привели к необходимости использование подложек GaAs и Si большой площади, низкой стоимостью и доступностью. Однако, для выращивания соединений HgCdTe на таких подложках необходимо предварительно проводить выращивание буферных слоев для получения параметра решетки, близкого к HgCdTe, которым удовлетворяют альтернативные подложки CdTe/ZnTe/GaAs. Нами выращены такие подложки диаметром до 3 дюймов с толщиной слоев ZnTe и CdTe 30 нм и 5-6 мкм, соответственно.

#### Результаты и обсуждение

Проведены исследования альтернативных подложек (013)CdTe/ZnTe/GaAs после выноса на воздух, показывающие возможность использования их для последующего роста высококачественного твердых растворов CdHgTe и PbSnTe.

При хранения выращенной структуры (013)CdTe/ZnTe/GaAs на воздухе в течении длительного времени на поверхности CdTe происходит рост собственного оксида сложного состава и адсорбция примесей. Спектры рентгеновской фотоэлектронной спектроскопии (РФЭС) такой поверхности CdTe, представленные на рис. 1(а), показали пики Cd, Te, C, O и оксиды теллура. После обработки поверхности CdTe в растворе изопропилового спирта, насыщенного парами соляной кислоты (HCl-iPA) [3], в спектрах РФЭС наблюдается интенсивный пик, связанный с элементарным теллуром, при резком уменьшение интенсивности линий С и О и отсутствие оксидов Те (рис. 1(б)). Толщина слоя элементного теллура составляет 3-5 нм.

Для получения атомарно чистой и гладкой поверхности производился термический нагрев подложек в сверхвысоком вакууме (СВВ) и изучался методами РФЭС, дифракции быстрых электронов на отражение (ДБЭО) и одноволновой эллипсометрии *in-situ*.

Эллипсометрические исследования показали, что при линейном нагреве подложки от 23 °C до 250 °C наблюдаются две стадии изменения состояния поверхности CdTe: низкотемпературная (~125 °C) и высокотемпературная (≤250 °C) (рис. 2).



Рис. 1. Фотоэлектронные спектры поверхности CdTe гетеростукутры (013)CdTe/ZnTe/GaAs: а - исходная поверхность; б - после обработки в HCI-iPA; в - после обработки в HCI-iPA и прогрева до 250 °C

На первой стадии наблюдается десорбция легколетучих адсорбированных компонентов (участок АС). При дальнейшем нагреве происходит десорбции теллура (участок СЕ). ДБЭО показывает, что на химически подготовленной поверхности наблюдается диффузный фон от аморфного слоя. При повышении температуры интенсивность фона уменьшается с появлением поликристаллических колец. При дальнейшем прогреве наблюдается исчезновение поликристаллических колец и появление рефлексов от CdTe. При температуре ~250 °C наблюдается отсутствие фона и возникновение «тяжей», соответствующих атомарно-чистой поверхности CdTe. Эллипсометрические параметры при этом соответствуют поверхности CdTe после выращивание без выноса из камеры роста. Соотношение Te:Cd на поверхности становится 1:1, соответствующие объемному CdTe (рис. 1(в)).



Рис. 2. Изменение эллипсометрических параметров поверхности при линейном нагреве CdTe в стуктуре (013)CdTe/ZnTe/GaAs в CBB. Стрелаками показано направление изменения эллипсометрических параметров

Выращивание слоев CdHgTe и PbSnTe на подготовленной таким образом поверхности (013)GaAs/ZnTe/CdTe показало их высокое качество. Фотоэлектрические параметры HgCdTe аналогичны параметрам выращенным структурам без выноса на атмосферу.

#### Заключение

Получена атомарно-чистая структурно-И упорядоченная поверхность слоев CdTe в составе структуры (013)CdTe/ZnTe/GaAs. Обработка поверхности CdTe в HCl-iPA приводит к покрытию элементарным теллуром. При температурном нагреве в СВВ наблюдаются две стадии изменения поверхности: низкотемпературная (~150 °C) и высокотемпературная (≤250 °C), при которых происходит удаление адсорбированных компонентов и элементарного теллура, приводящие к Те-стабилизированной поверхностности CdTe. Показано, что подложки (013)GaAs/ZnTe/CdTe после длительного хранения могут быть использованы для роста высококачественных слоев CdHgTe и PbSnTe.

Работа выполнена при поддержке грантов РФФИ №№ 18-29-20053 и 20-32-90154.

#### Литература

1. Rogalskii A. // Infrared Detectors. Second Edition. CRC Press Taylor & Francis Group, (2011)

2. Liu P., Williams J.R., Cha J.J. // Nature Reviews Materials, T. 4, V. 7, 479-496 (2019)

3. Tereshchenko O.E., Chikichev S.I., Terekhov A.S. // J. of Vacuum Science & Technology A: Vacuum, Surfaces, and Films, T. 17, V. 5, 2655-2622 (1999).

### Долинно-орбитальное взаимодействие в германии с донорными примесями: количественный анализ

#### А.М. Михайлова<sup>1, 2</sup>, А.А. Ревин<sup>1, 2</sup>, А.А. Конаков<sup>1, 2, \*</sup>, В.В. Цыпленков<sup>2</sup>, В.Н. Шастин<sup>2</sup>

<sup>1</sup> Национальный исследовательский Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского, пр. Гагарина, д. 23, Нижний Новгород, 603950 <sup>2</sup> Институт физики микроструктур РАН — филиал Федерального государственного бюджетного учреждения науки «Федеральный исследовательский центр институт прикладной физики Российской академии наук», ул. Академическая, д. 7, ГСП-105, Нижний Новгород, 603950 \*konakov\_anton@mail.ru

В работе в рамках приближения огибающей функции разработан подход к расчету энергии и волновых функций синглетного 1s(A<sub>1</sub>) и триплетного 1s(T<sub>2</sub>) состояний мелких донорных центров (P, As, Sb) в германии. Решается уравнение для огибающей с 4-рядным эффективным гамильтонианом. Предложен алгоритм учета короткодействующего потенциала примеси в рамках приближения огибающей функции. Вычисления проведены с использованием вариационного метода Ритца и теории стационарных возмущений. Полученные энергии синглета и триплета находятся в согласии с экспериментальными данными. Электронная плотность в основном 1s(A<sub>1</sub>) состоянии доноров смещается к ядру, что обусловлено учетом притягивающего потенциала «центральной ячейки».

#### Введение

Теоретическое и экспериментальное исследование электронных свойств примесных центров в непрямозонных полупроводниках (в первую очередь Si и Ge) ведется еще с 50х г. г. 20 века. Эти объекты вызывают значительный интерес и сейчас в связи с возможным их приложением в области построения источников когерентного ТГц излучения [1] и квантовых компьютеров [2]. На этапе анализа экспериментальных данных или планирования экспериментальных исследований нестационарных процессов, связанных с электронными переходами между состояниями мелких примесных центров, существенной является информация о спектрах и волновых функциях локализованных носителей, в т. ч. их возбужденных состояний. При этом если энергии примесных уровней могут быть найдены посредством анализа экспериментальных данных [3], то волновые функции, определяющие в конечном счете вероятности переходов, необходимо рассчитывать.

Ранее нами в рамках приближения огибающей функции был разработан подход к расчету энергии и волновых функций основного состояния мелких донорных центров в германии при учете короткодействующего потенциала примеси [4]. Подход базировался на применении вариационного метода Ритца, позволял описывать основное  $1s(A_1)$  состояние с помощью четырехпараметрической огибающей, а также возбужденные состояния (где поправки, связанные с многодолинностью зоны проводимости минимальны [5]). Удалось достичь оптимального согласия с экспериментальными данными [3, 6, 7].

В нынешней работе использованный прежде подход модифицирован для более аккуратного учета долинно-орбитального (междолинного) взаимодействия, обусловленного короткодействующей частью потенциала примеси.

#### Метод расчета

В рамках приближения огибающей функции нами использовался 4-рядный эффективный гамильтониан, построенный в базисе блоховских функций 4 долин зоны проводимости германия. На диагонали находятся скалярные однодолинные гамильтонианы, каждый из которых в системе главных осей собственной долины имеет вид:

$$\hat{H}_{d} = -\frac{\hbar^{2}}{2m_{\perp}} \left( \frac{\partial^{2}}{\partial x^{2}} + \frac{\partial^{2}}{\partial y^{2}} + \gamma \frac{\partial^{2}}{\partial z^{2}} \right) + V(r) + U(r), \quad (1)$$

где ось z ориентирована вдоль оси долины,  $m_{\parallel}$ и  $m_{\perp}$  — продольная и поперечная эффективные массы соответственно,  $\gamma = m_{\perp}/m_{\parallel}$ , V(r) представляет собой экранированный в длинноволновом пределе водородоподобный потенциал примесного центра (дальнодействующий вклад), U(r) — короткодействующая часть примесного потенциала (также считается нами для простоты сферически симметричной), связанная с различием в ионных остовах атомов германия и примеси, экранированием в коротковолновом пределе, а также — его модификацией электронными блоховскими функциями в уравнении для огибающей. Потенциал U(r)для примесей P, As и Sb рассчитывался нами в [4].

Недиагональные элементы, описывающие междолинное смешивание, определяются только короткодействующим потенциалом. Используя подход к расчету U(r), представленный в [4], а также блоховские функции в точках L зоны проводимости германия, рассчитанные с использованием метода эмпирического псевдопотенциала [8], можно получить недиагональные элементы эффективного гамильтониана в виде:

$$\hat{H}_{nd} = -Q\delta(\mathbf{r}). \tag{2}$$

В первом приближении для описания междолинного смешивания недиагольные элементы гамильтониана выбирались в форме потенциала нулевого радиуса с некоторым весом *Q*. Знак «минус» соответствует притягивающему характеру взаимодействия. Из симметрии все недиагональные элементы гамильтониана равны между собой.

Уравнение для 4-компонентной огибающей решалось с использованием теории возмущений. Невозмущенной задачей являлось однодолинное приближение, когда в матричном гамильтониане пренебрегалось недиагональными элементами. Полученное таким образом уравнение Шредингера решалось вариационным методом Ритца. Огибающая в каждой долине имела вид

$$\psi(\mathbf{r}) = A \left( \exp\left(-\sqrt{x^{2} + y^{2} + \beta z^{2}/\gamma} / R_{1}\right) + C \exp\left(-\sqrt{x^{2} + y^{2} + \beta z^{2}/\gamma} / R_{2}\right) \right),$$
(3)

где  $R_1$  и  $R_2$  имеют смысл эффективных радиусов волновой функции, C – весовой множитель, определяющий «смесь» этих вкладов, и  $\beta$  – вариационный параметр, связанный с анизотропией эффективной массы. Решение задачи в однодолинном приближении подробно описано в [4]. При учете возмущения и составлении секулярного уравнения были использованы правильные комбинации огибающих нулевого приближения, соответствующие неприводимым представлениям синглета  $1s(A_1)$  и триплета  $1s(T_2)$ .

#### Результаты и обсуждение

Хорошо известно, что долинно-вырожденное 1s состояние водородоподобного донора в германии расщепляется (без учета спина) на синглет  $A_1$  и триплет  $T_2$  [3]. Синглет-триплетное расщепление, полученное в рамках данного подхода, для доноров P, As и Sb находится в хорошем согласии с имеющимися экспериментальными данными.

В сравнении с [4] огибающие функции 1s(A<sub>1</sub>) и  $1s(T_2)$  состояний построены с учетом долинноорбитального взаимодействия. Как и в [4], они характеризуются двумя пространственными масштабами: один из них сопоставим с боровским радиусом примеси в германии (характеризует отклик электрона на дальнодействующую часть примесного потенциала), второй - на порядок меньший и определяется реакцией на короткодействующую часть потенциала. Междолинное взаимодействие приводит к количественному изменению параметров огибающих функций. Нами рассчитаны пространственные масштабы огибающих 1s состояний в случае доноров P, As и Sb в германии. Электронная плотность в основном  $1s(A_1)$  состоянии доноров смещается к ядру, что обусловлено учетом притягивающего потенциала «центральной ячейки».

Работа поддержана грантом РНФ 19-72-20163.

- Pavlov S.G., Zhukavin R.Kh., Orlova E.E. *et al.* // Phys. Rev. Lett., V. 84, P. 5220 (2000).
- Pla J.J., Tan K.Y., Dehollain J.P. *et al.* // Nature, V. 489, P. 541 (2012).
- Ramdas A.K., Rodriguez S. // Rep. Prog. Phys., V. 44, P. 1297 (1981).
- Ревин А.А., Михайлова А.М., Конаков А.А., В.Н. Шастин // ФТП, Т. 54, С. 938 (2020).
- 5. Faulkner R.A. // Phys. Rev., V. 184, P. 713 (1969).
- Clauws P. *et al.* // Phys. Rev. B, V. 38, P. 12377 (1988).
- Цыпленков В.В., Шастин В.Н. // ФТП, Т. 52, С. 1469 (2018).
- Cohen M.L., Bergstresser T.K. // Phys. Rev., V. 141, P. 789 (1966).
# Влияние распределённой обратной связи волн на горячие моды поляритонного спектра гетеролазера класса С с низкодобротным резонатором Фабри-Перо

### А.В. Мишин<sup>1, §</sup>, Е.Р. Кочаровская<sup>1</sup>

<sup>1</sup> Институт прикладной физики РАН, ул. Ульянова, д. 46, Нижний Новгород, 603950 §mishin@mail.ru

На основе дисперсионного и характеристического уравнений, полученных линеаризацией уравнений Максвелла-Блоха в модели двухуровневого гетеролазера класса С с низкодобротным комбинированным резонатором Фабри-Перо, проведено детальное численное исследование и сравнительный анализ «горячих» и «холодных» мод поляритонного (не электромагнитного!) спектра с учётом значительной распределённой обратной связи встречных волн. Изучены пороги, асимметрия и состав мод, а также возможности управления ожидаемыми уникальными режимами генерации.

Согласно анализу дисперсионных и характеристических уравнений [1-3], кроме общеизвестного электромагнитного спектра волн или мод, существует так называемый поляритонный спектр волн или мод в безграничной или ограниченной среде (гетероструктуре) двухуровневых активных центров (квантовых точек или экситонов) с несильным неоднородным уширением спектральной линии. Он существенно зависит от наличия или отсутствия инверсии населённостей их энергетических уровней. Её уровень n в образце, однородно заполненном активными центрами, значительно влияет и на действительную (частота), и на мнимую (инкремент) части дисперсионных кривых, зависящих от непрерывного действительного волнового числа в неограниченном образце, или наборов дискретных мод, зависящих от их дискретных самосогласованных комплексных волновых чисел в ограниченном.

Для интересующего нас последнего случая в одномерной модели гетеролазера с симметричным низкодобротным резонатором Фабри-Перо (с длиной L много больше длины волны  $\lambda$  и с малым коэффициентом отражения зеркал  $R \square 0.1 - 0.5$ ) значениями комплексных волновых чисел продольных «горячих» мод можно управлять, меняя величину коэффициента распределённой обратной связи (РОС) встречных волн  $\beta$  за счёт подходящего выбора используемой брэгговской структуры, обусловленной, например, полуволновой пространственной модуляцией диэлектрической проницаемости матрицы гетеролазера или его боковых стенок (обкладок). В работе речь идёт об области частот вблизи запрещённой фотонной зоны брэгговской структуры [3-6] и – для низкодобротного резонатора – об умеренном интегральном коэффициенте резонансных брэгговских отражений  $th(\beta L)$ , а именно,  $R < \beta L < 3$ . Кроме того, комплексные волновые числа и частоты мод и асимметрия всего спектра в симметричном резонаторе Фабри-Перо в большой мере зависят от фазы брэгговской структуры  $\varphi$  в месте расположения зеркал, от сдвига  $\Phi$ частоты брэгговского резонанса относительно центра спектральной линии активной среды, от её так называемой кооперативной частоты  $\omega_c$ , определяемой концентрацией и дипольным моментом активных центров, и от однородного уширения  $2\Gamma_2 = 2T_2^{-1}$ , определяемого временем  $T_2$  некогерентной релаксации поляризации среды, т.е. оптических колебаний диполей активных центров [6-8].

В настоящем докладе представлено систематическое численное исследование спектра и волновых чисел «горячих» и «холодных» мод ( $n = \pm 1, 0$ ) поляритонного типа в наиболее сложном (недоступном аналитическому исследованию) случае многомодового гетеролазера класса С. В нем указанное время T<sub>2</sub> релаксации поляризации квантовых точек или экситонов сравнимо с временем жизни фотона *T<sub>E</sub>* в наиболее добротной моде рассматриваемого низкодобротного комбинированного резонатора и поэтому возможны многообещающие режимы одновременной генерации разнопериодных последовательностей когерентных импульсов, создаваемых модами с различной динамикой – сверхизлучательной, автомодуляционной и пр. [6-8]. Рассчитаны комплексные частоты и волновые числа мод, нормированные на кооперативную частоту, для качественно различных случаев гетероструктур ( $R = 1/3, 1/10; \qquad \varphi = 0, \pi/2; \qquad \beta = 1/6, 1/2;$  $\beta L = 1/3, 1, 3; \qquad \Phi = 0, 1/2; \qquad \Gamma_2 = 1/8, 1/20, 1/50$ ). Результаты позволяют судить о модовом составе и структуре полей наиболее важных режимов генерации при непрерывной накачке, в которые благодаря нелинейному взаимодействию вовлекаются и «горячие» моды с небольшими отрицательными инкрементами, т.е. с декрементами вплоть до  $\Box \Gamma_2$ . Примеры спектров мод гетеролазера даны на рис.1.



**Рис. 1.** Нормированные инкременты  $\Gamma$  и сдвиги частот  $\Omega$ , показанные совместно (а) и как функции нормированной отстройки волнового числа k (б, в), для «горячих» мод гетероструктуры с n=1 и малой  $\Gamma_2 = 0.02$  в комбинированном резонаторе нормированной длины L=3 с нулевой фазой коэффициента отражения зеркал  $\varphi = 0$  и его величиной R = 0.45 при параметре РОС  $\beta L = 0$  (кружки) или его величиной R = 0.1 при параметре РОС  $\beta L = 2$  (треугольники при  $\Phi = 0$  и звёздочки при  $\Phi = 0.7$ ), причём во всех случаях время жизни фотона в наиболее добротной «холодной» моде резонатора одинаково:  $T_E \square 3.7 \square T_2 = 50$ 

Кроме того, найдены пороги лазерной генерации как функции уровня накачки *n*, длины гетеролазера L и коэффициента РОС  $\beta$ . Особое внимание уделено анализу асимметрии спектра «горячих» мод в комбинированном гетеролазере с РОС, которая существенна для достижения тех или иных режимов генерации, особенно связанных с биениями и резонансным нелинейным взаимодействием мод. Сравнение полученных спектров мод для случаев инвертированной (*n* = +1) и неинвертированной (n = -1) активной среды позволяет также делать качественные оценки свойств мод в однородной гетероструктуре, часть которой неинвертирована (не подвержена накачке) с целью создания нелинейного когерентного поглотителя, стабилизирующего импульсный режим генерации гетеролазера.

Проведённое описание влияния РОС на спектры мод гетеролазеров класса С с плотными ансамблями квантовых точек, примесных центров или экситонов в комбинированных низкодобротных резонаторах необходимо для реализации уникальных режимов многомодовой генерации, востребованной в динамической спектроскопии различных сред, оптоэлектронике и информационной оптике.

Работа поддержана грантом РФФИ 19-32-90037.

- Железняков В.В., Кочаровский Вл.В., Кочаровский В.В. // УФН, Т. 159, 193 (1989).
- Kavokin A., Malpuech G., Polaritons Cavity. Academic Press vol. 32. (2003).
- Yariv A., Yeh P. Optical Waves and Crystals, Propagation and Control of Laser Radiation (N.Y., Wiley, 2002).
- Zhu L., Scherer A., Yariv A. // IEEE J. Quant. Electron., V. 43, 934 (2007).
- Kim J.-H., Noe G.T. II, McGill S.A., Wang Y., Wójcik A.K., Belyanin A.A., Kono J. // Sci. Rep., V. 3, 3283 (2013).
- Kocharovsky VI.V., Belyanin A.A., Kocharovskaya E.R., Kocharovsky V.V. Superradiant lasing and collective dynamics of active centers with polarization lifetime exceeding photon lifetime (Springer Series in Opt. Sci., V. 193, 2015).
- Кочаровский Вл.В., Кукушкин В.А., Тарасов С.В., Кочаровская Е.Р., Кочаровский В.В. // ФТП, Т. 219, 1321 (2019).
- Кочаровский Вл.В., Железняков В.В., Кочаровская Е.Р., Кочаровский В.В. // УФН, Т. 187, 367 (2017).

### Плазмонное усиление в структуре с гидродинамическим графеном

### И.М. Моиссенко<sup>1\*</sup>, В.В. Попов<sup>1</sup>, Д.В. Фатеев<sup>1, 2</sup>

1 Саратовский филиал Института радиотехники и электроники им В. А. Котельникова РАН, ул. Зеленая, 38, Саратов, 410019

<sup>2</sup> Саратовский государственный университет им. Н. Г. Чернышевского, ул. Астраханская, 83, Саратов, 410012

#### \* MoiseenkolM@yandex.ru

Теоретически исследовано возбуждение и усиление терагерцевых (ТГц) плазменных волн в структуре с двумя слоями гидродинамического графена, содержащей один слой графена с постоянным электрическим током и один слой графена без тока. Возбуждение плазмонов в исследуемой структуре происходит методом нарушенного полного внутреннего отражения падающей на структуру под произвольным углом ТГц волны. Показано, что за счет наличия дрейфа носителей заряда слое графена действительная часть его проводимости становится отрицательной. Это приводит к усилению плазмонов и лазерному излучению в ТГц диапазоне частот.

### Введение

В настоящее время активно исследуются свойства структур с гидродинамическим (ГД) графеном для создания источников, усилителей и детекторов терагерцевого (ТГц) излучения. Актуальным направлением в разработке компактных ТГц устройств является графеновая плазмоника [1-3]. Возможность создания инверсной населенности в графене делает его перспективным материалом для усиления ТГц излучения. Для создания инверсии носителей заряда в графене были предложены различные методы накачки [4-6]. Возможность возбуждения и усиления ТГц плазменных волн (плазмонов) в транзисторной структуре с гидродинамическим графеном при комнатной температуре была показана в работе [7]. Возможность возникновения плазмонных неустойчивостей и ТГц усиление в графене с электронным дрейфом за счет эффекта Вавилова-Черенкова показана в работе [8]. В настоящей работе исследуется возбуждение и усиление ТГц плазмонов в двухслойной структуре с ГД графеном.

### Результаты и обсуждение

Рассматриваемая структура состоит из двух слоев допированного графена, в одном из которых протекает постоянный электрический ток. Листы графена разделены между собой слоем диэлектрика конечной толщины. Над графеновой структурой располагается призма с высокой диэлектрической проницаемостью (рис.1). Возбуждение плазмонов происходит методом нарушенного полного внутреннего отражения (НПВО) падающей на структуру электромагнитной волны [9]. Тангенциальная составляющая волнового вектора падающей ТГцволны записывается как  $k_x = \omega \sqrt{\varepsilon_1} \sin \alpha / c$ , где  $\omega$ и  $\alpha$  – соответственно, круговая частота и угол падения ТГц волны,  $\varepsilon_j$  – диэлектрическая проницаемость соответствующей среды, где j=1,2,3,4 – номер среды, c – скорость света. Направление постоянного тока в слое графена совпадает с направлением распространения плазмонов в структуре (вдоль оси Ох на рис. 1).



**Рис. 1.** Схематическое изображение исследуемой структуры

Свойства графена описываются формулой проводимости, полученной с использованием ГД приближения:

$$\sigma = \frac{\mathrm{i}\mathrm{e}^{2}n\omega\left(\beta-1\right)V_{\mathrm{F}}^{2}\left(2k_{\mathrm{x}}V\left(\beta-1\right)-\beta\left(3\mathrm{i}\,\gamma+2\omega\right)+2\omega\right)}{\varepsilon_{\mathrm{F}}\left(k_{\mathrm{x}}^{2}V_{\mathrm{F}}^{2}\left(k_{\mathrm{x}}V\chi_{1}+\chi_{3}\right)+\omega^{2}\left(\gamma/\omega-\mathrm{i}\right)\chi_{2}+k_{\mathrm{x}}V\chi_{4}\right)}$$

где 
$$\chi_1 = 2\beta - 1$$
,  $\chi_2 = 3\gamma\beta + i\omega(\beta - 2)$ ,  $\beta = V^2 / V_F^2$   
 $\chi_3 = \omega - \beta (3i\gamma + 4\omega)$ ,  
 $\chi_4 = \omega(\beta (2i\gamma - \omega) + + (5i\gamma + 4\omega))$ ,

e – за ряд электрона,  $\varepsilon_{\rm F}$  – энергия Ферми, V – скорость дрейфа электронов в графене. Проводимость графена в ГД-режиме получена путем решения

уравнений баланса импульса и энергии носителей заряда, а также уравнения непрерывности [8]. Электронный дрейф в графене, а также учет давления в ГД электронной жидкости, приводит к появлению пространственной дисперсии проводимости ГД графена. При достижении значении скорости дрейфа носителей заряда в графене  $V>0.2V_F$ , где  $V_F = 10^6$  м/с – скорость Ферми в графене, действительная часть проводимости графена достигает отрицательных значений в широком диапазоне суб-ТГц частот, что приводит к усилению плазмонов за счет передачи энергии дрейфующих электронов плазменной волне (рис. 2).



**Рис. 2.** Действительная часть проводимости графена в зависимости от частоты и скорости дрейфа электронов в графене, нормированной на скорость Ферми в графене. Время релаксации импульса носителей заряда в графене составляет 0,1 пс при температуре 300 К

На рис. 3 представлен спектр отражения ТГц волны от двухслойной графеновой структуры при угле падения ТГц волны на структуру 38 градусов, для различных значений энергии Ферми в слое графена без тока. Коэффициент отражения R падающей ТГц волны при оптимальном значении энергии Ферми превышает величину 1000, что свидетельствует о лазерном излучении из структуры на суб-ТГц частотах.

Перестройка частоты плазмонного усиления и лазерной генерации возможна, в частности, путем изменения энергии Ферми в графене без тока. Изменение угла падения ТГц волны также приводит к изменению частоты лазерного излучения. Формула ГД проводимости графена получена в низкотемпературном пределе (энергия Ферми в графене превышает квант тепловой энергии), поэтому эффект усиления плазмонов в исследуемой структуре может быть достигнут при комнатной температуре, так как плазмонное усиление наблюдается при энергиях Ферми выше 100 мэВ (см. рис. 3).



Рис. 3. Спектры отражения ТГц волны от двухслойной графеновой структуры при угле падения  $\alpha$ =38° для различных значений энергии Ферми в слое графена без тока. В графене с током время релаксации импульса носителей заряда 0.1 пс, энергия Ферми 125 мэВ и скорость дрейфа носителей заряда V=0.75 $V_{\rm F}$ , в графене без тока время релаксации импульса носителей заряда 1 пс

Таким образом, показано, что за счет наличия дрейфа носителей заряда в одном из слоев графена действительная часть его проводимости становится отрицательной в ТГц частотном диапазоне. Это приводит к усилению плазмонов и лазерному излучению в терагерцевом диапазоне частот.

Работа выполнена при поддержке РНФ (грант №20-79-00224).

- Koppens F.H.L., Mueller T., Avouris P., Ferrari A.C., Vitiello M.S., Polini M. // Nature Nanotech 9, 780 (2014).
- Zhang X., Xu Quan *et al.* // Advanced Photonics.
  2(1), 014001 (2020).
- Watanabe T., Fukushima T., Yabe Y., Boubanga Tombet S.A., Satou A., Dubinov A.A., Aleshkin V.Ya., Mitin V., Ryzhii V., Otsuji T. // New J. Phys. 15, 075003 (2013).
- Morozov M.Yu., Davoyan A.R., Moiseenko I.M. et al. // Appl. Phys. Lett. 106, 061105 (2015).
- Oladyshkin I.V. *et al.* // Phys. Rev. B, **96**, 155401 (2017).
- Ryzhii V. et al. // J. of Appl. Phys., 110, 094503 (2011).
- Boubanga-Tombet S., Knap W. *et al.* // Phys. Rev. X 10, 031004 (2020).
- 8. Svintsov D. // Phys. Rev. B, 100, 195428 (2019).
- Bludov Yu.V., Vasilevskiy M.I., Peres N.M.R. // J. of Appl. Phys. 112, 084320 (2012).

# Электрическое переключение между возбуждением радиационной и «нерадиационной» мод терагерцовых плазмонов в периодической графеновой структуре

### М.Ю. Морозов, В.В. Попов, Д.В. Фатеев

Саратовский филиал Института радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН, ул. Зеленая, 38, Саратов, 410019, Россия \*mikkym@mail.ru

Численно исследовано электрическое переключение между терагерцовыми модами с сильным и слабым радиационным затуханием в периодической графеновой структуре с двойным решеточным затвором. Показано, что при изменении постоянного напряжения на одной из подрешеток затвора возможна электрическая перестройка радиационного затухания моды почти на порядок величины.

### Введение

Управляемые переключатели терагерцовых (ТГц) плазменных волн (плазмонов) представляются важным элементом для создания интегральных плазмонных наноцепей. В ряде статей были предложены концепции переключателей на основе графена. Так идея электрического переключения между проводящим и непроводящим ток состояниями была предложена в [1]. Управление распространением плазмон-поляритонов ближнего инфракрасного диапазона было теоретически описано в [2].

В данной работе исследуется возможность электрического переключения между радиационной (с большой величиной радиационного затухания) и «нерадиационной» (с малым радиационным затуханием) модами ТГц плазмонов, возбуждаемых в пассивном (легированном или электрически смещенном) графене. Пассивный графен нанесен на диэлектрическую подложку и экранирован двойной периодической металлической решеткой, расположенной над слоем графена. Падающая ТГц электромагнитная волна, электрическое поле которой поляризовано поперек контактов затвора, дифрагирует на металлической решетке затвора и возбуждает ТМ (с компонентами поля плазмона  $E_x, E_y, H_z$ ) поляризованные плазменные волны в графене. Затвор состоит из двух подрешеток с контактами одинаковой ширины и просветами между ними разной ширины. Таким образом, исследуемая структура является геометрически симметричной. Особенностью структуры является малая ширина одного из просветов между контактами затвора (менее 10% длины элементарной ячейки структуры).



**Рис. 1.** Схематическое представление двух элементарных ячеек структуры

### Теоретическая модель

Электродинамическая задача решалась методом интегральных уравнений, которые формировались на проводящих элементах элементарной ячейки графеновой структуры. Приведем основные шаги использованного метода. Уравнения Максвелла и граничные условия были записаны в представлении Фурье. Затем была найдена связь между Фурье компонентами электрического поля и плотностью тока плазменной волны в плоскости затвора и плоскости графена (предполагается, что металлические полоски подрешеток затвора имеют нулевую ширину). На следующем шаге, используя закон Ома на металлических полосках затвора и в экранированных и неэкранированных областях графена, была получена система интегральных уравнений относительно плотностей тока на всех участках (экранированных и неэкранированных) графена и на металлических полосках затвора. На последнем шаге были численно решены интегральные уравнения с помощью процедуры Галеркина [3]. Описанный метод позволяет рассчитывать поле плазменной волн в любой точке структуры.

### Переключение между ТГц модами с сильным и слабым радиационным затуханием

Подавая напряжение на подрешетки затвора можно менять концентрацию свободных носителей заряда (величину энергии Ферми) в областях графена под полосками подрешеток затвора. На рис. 2 показан коэффициент поглощения падающей электромагнитной волны в исследуемой структуре в зависимости от величины энергии Ферми в левой ( $E_{\rm F left}$ ) и правой (Е F right) подрешетках затвора. Отметим, что если подавать одинаковое напряжение на обе подрешетки затвора (см. диагональ приведенной карты (рис. 2), отмеченную белой линией), то структура является симметричной. Как видно из рис. 2, в изучаемой структуре существуют два типа плазмонных мод. Первый тип мод сохраняется в симметричной структуре, второй тип мод в симметричной структуре (вблизи диагонали карты) исчезает.



Рис. 2. Коэффициент поглощения электромагнитной волны в зависимости от величины энергии Ферми в левой (*E*<sub>F left</sub>) и правой (*E*<sub>F right</sub>) подрешетках затвора

Наше исследование показало, что вследствие малой ширины одного из просветов между контактами затвора, два близкорасположенных контакта различных подрешеток затвора воспринимаются дифрагирующей электромагнитной волной как единый контакт. Падающая электромагнитная волна возбуждает единую плазмонную моду под двумя подрешетками одновременно. Радиационные моды, существующие как при разных, так и при одинаковых напряжениях на обеих подрешетках затвора, являются модами первого типа и реализуются при малых величинах энергии Ферми. При больших напряжениях, подаваемых на контакты затвора, в структуре появляется мода второго типа (исчезающая при одинаковых напряжениях на обеих подрешетках). При различных величинах напряжениях на подрешетках затвора в графене под двумя близко расположенными контактами затвора (воспринимаемыми падающей волной как единый контакт) мода второго типа является сильно несимметричной с четным числом пиков поля. При различных величинах напряжения на подрешетках затвора мода второго типа имеет достаточно сильное радиационное затухание. При приближении величины напряжения на подрешетках затвора друг к другу мода с четным числом пиков поля становится «нерадиационной» модой со слабым радиационным затуханием (и нулевым радиационным затуханием при одинаковых напряжениях на подрешетках).



**Рис. 3.** Зависимость коэффициента радиационного затухания плазмона от величины энергии Ферми *E* <sub>F left</sub> при постоянной величине энергии Ферми *E* <sub>F right</sub>=100 meV

На рис. 3 показан коэффициент радиационного затухания плазмонной моды второго типа в зависимости от величины энергии Ферми под одной подрешеткой при постоянной величине энергии Ферми под другой подрешеткой затвора. Видно, что возможна электрическая перестройка (путем изменения напряжения на подрешетке затворе) радиационного затухания моды почти на порядок величины.

Работа выполнена в рамках государственного задания.

- Standley A. *et al.* // Appl. Phys. Lett., V. 8, 3345 (2008).
- Gómez-Díaz J.S. *et al.* // Optics Express, V. 21, 15490 (2013).
- Computational Galerkin Methods, edited by J. Fletcher (Springer, New York, 1984).

### Сверхбыстрый детектор дальнего ИК диапазона на основе CVD графена

### Д.А. Мыльников<sup>1,\*</sup>, Е.И. Титова<sup>1</sup>, В.А. Семкин<sup>1</sup>, Д.А. Свинцов<sup>1</sup>

<sup>1</sup> Московский физико-технический институт (национальный исследовательский университет), г. Долгопрудный, Институтский пер., д.9, 141701. \*mylnikov.da@yandex.ru

Исследована работа фотодетектора на основе CVD графена в диапазоне длин волн 6-10 мкм. Показано, что механизм генерация фотонапряжения — термоэлектрический. Измеренная скорость отклика составила 1 мкс, при этом показано, что она ограничивалась константой RC устройства и скоростью работы лазера, а не механизмом фотоотклка.

### Введение

Дальний инфракрасный диапазон (6-12 мкм), в отличие от видимого, характеризуется малым разнообразием коммерческих фотодетекторов, т.к. у большинства полупроводников запрещенная зона больше, чем энергия кванта этого диапазона, составляющая 0.1 эВ. В основном это тепловые детекторы (болометры, микроболометры и термопары), имеющие хорошую обнаружительную способность  $D^* = 10^8$  см· $\Gamma \mu^{1/2}/BT$ , но медленный отклик (порядка мс) и детекторы на структурах кадмийртуть-теллур, являющиеся быстрыми (время отклика до нескольких наносекунд), но требующие охлаждения для достижения таких же высоких значений D\*, что сказывается на габаритах и цене [1]. Поэтому фотодетекторы дальнего ИК диапазона на новых двумерных материалах представляют исключительный интерес.

В данной работе исследована работа фотодетектора на основе графена, осажденного из газовой фазы в области длин волн 6–10 мкм. Детектор представляет собой однослойную графеновую пленку с двумя металлическими контактами заданной формы из одного или двух разных металлов.

### Обсуждение результатов

Было показано, что без приложения внешнего напряжения наблюдается генерация напряжения на p-n переходах графен-металл посредством термоэлектрического эффекта [2]. Для этого была измерена зависимость фотонапряжения от энергии Ферми графена, которая изменялась с помощью затвора (рис. 1). Зависимость очень близка к зависимости термоэлектрического коэффициента графена от энергии Ферми [3].



**Рис.** 1. Сверху – термоэлектрический коэффициент графена, рассчитанный из экспериментальной зависимости проводимости графена от затвора, снизу – зависимость фотонапряжения от затвора

Измеренная скорость срабатывания фотодетектора составила единицы мкс (рис. 2), при этом было показано, что она ограничивается параметром  $\tau = RC$ электрической цепи, где сопротивление сконцентрировано в графеновой пленке, которое может быть легко уменьшено изменением отношения ее длины к ширине, а емкость сконцентрирована в металлических контактных площадках, площадь которых может быть также уменьшена на несколько порядков. Мы предполагаем, что за счет уникального свойство графена - слабой связи электронов в графене с фононами решетки, которое позволяет быстро нагревать электроны излучением без обмена тепла с решеткой, внутренняя скорость работы детектора должна составлять пикосекуды [4]. Это было ранее подтверждено в видимом диапазоне длин волн [5].



Рис. 2. Зависимость фотонапряжения от времени после включения лазера

Измерения чувствительности проводились на пленках графена, имеющих простую квадратную или прямоугольную форму. С помощью расчетов и моделирования было показано, что объединение одиночных детекторов в сверхструктуры, состоящие из множества последовательно и параллельно соединенных устройств на площади менее дифракционного предела, который для этого диапазона примерно равен 20 мкм, позволяет повысить обнаружительную способность в 50 раз. При этом комбинирование данного подхода с одновременным изменением формы отдельных устройств для концентрации электромагнитной энергии в фоточувствительной области с помощью плазмонных или оптических резонансов позволяет достичь  $D^* = 10^9$  см $\cdot \Gamma \mu^{1/2}$ /Вт. В качестве одного из вариантов такого устройства была рассчитана сверхструктура из металлических дипольных антенн с графеном в промежутке, настроенных на оптический резонанс с длиной волны падающего света.

- 1. Mironov V.L., Ermolaeva O.L., Skorohodov E.V. *et al.* // Physical Review B, V. 85, 144418 (2012).
- Rogalski A. Infrared Detectors. Boca Raton: CRC Press, 2010.
- Freitag M., Low T., Xia F., Avouris P. // Nature Photon, V. 7, 53 (2013).
- Song J.C.W., Rudner M.S., Marcus C.M., Levitov L.S. // Nano Lett., V. 11, 4688 (2011).
- 5. Tielrooij K.J., Piatkowski L., Massicotte M. *et al.* // Nature Nanotechnology, V. 10, 437 (2015).
- Xia F., Mueller T., Lin Y., Valdes-Garcia A., Avouris P. // Nature Nanotechn., V. 4, 839 (2009).

# Электрон-электронное рассеяние и транспортные свойства двумерного проводника со спин-орбитальным взаимодействием

### К.Э. Нагаев<sup>1,\*</sup>, А.А. Маношин<sup>2</sup>

<sup>1</sup> Институт радиотехники и электроники им. В. А. Котельникова РАН, ул. Моховая, д. 11, Москва, 125009

<sup>2</sup> Национальный исследовательский ядерный университет "МИФИ", Каширское ш., д. 31, Москва, 115409

\*nag@cplire.ru

Вычислена электропроводность двумерного проводника со спин-орбитальным взаимодействвием и электрон-электронным рассеянием при произвольном содержании примесей и его теплопроводность в чистом случае. Даже очень частые межэлектронные столкновения приводят лишь к частичному подавлению электропроводности, так что её предельное значение определяется рассеянием на примесях. В то же время спин-орбитальное взаимодействие не меняет зависимость теплопроводности от температуры, но приводит к излому в её зависмости от положения уровеня Ферми в точке касания зон.

### Введение

Хорошо известно, что в в системах с галилеевской инвариантностью электрон-электронные столкновения не дают вклада в электросопротивление, поскольку электрический ток пропорционален суммарному импульсу электронов, который при таких столкновениях сохраняется. Спин-орбитальное взаимодействие в двумерных проводниках не только нарушает галилеевскую инвариантность, но и приводит к возникновению в них двух энергетических зон с противоположным направлением спина, которые соприкасаются в одной точке. Таким образом, поверхность Ферми оказывается двухсвязной (см. рис. 1). Мы вычислили электропроводность и теплопроводность в такой системе в условиях сильного электрон-электронного рассеяния.

### Метод расчёта

Для вычисления кинетических коэффициентов использовалось кинетическое уравнение Больцмана с электрон-электронным и электрон-примесным интегралом столкновения, причём и те, и другие учитывались вне приближения времени релаксации. При вычислении матричных элементов переходов использовались точные волновые функции электронов с учётом спин-орбитального взаимодействия. Поскольку интеграл электрон-электронных столкновений нелокален по энергии, уравнение Больцмана свелось к системе двух интегральных уравнений для функций распределения электронов на двух фермиевских контурах. Эти уравнения были приведены к дифференциальному виду с помощью преобразования Фурье и затем сведены к бесконечной системе линейных алгебраических уравнений путём разложения по собственным функциям дифференциального оператора. Эта система решалась аналитически в пределе сильного электрон-электронного рассеяния и численно при произвольном соотношении между интенсивностями электрон-электронного и примесного рассеяния.



**Рис. 1.** (а) Трёхмерное изображение расщеплённых по спину подзон двумерных электронов с взаимодействием Рашбы. (b) Двусвязная поверхность Ферми выше и ниже точки касания зон

### Результаты и обсуждение

В отсутствие других механизмов рассеяния и на нулевой частоте электрон-электронные столкновения в двумерном электронном газе со спинорбитальным взаимодействием сами по себе не приводят к конечной электропроводности несмотря на отсутствие галилеевской инвариантности.



**Рис. 2**. Зависимость электропроводности от температуры при уровне Ферми ниже точки касания зон



**Рис. 3**. Зависимость теплопроводности от положения уровня Ферми. Пунктирная линия показывает вклад от внутреннего контура поверхности Ферми

Это связано с тем, что они не влияют на возмущения распределения электронов определённого вида. Поэтому эти столкновения лишь уменьшают ток до некоторой величины, которая определяется другими механизмами рассеяния и зависит от их деталей. Так, если дополнительное рассеяние вызвано точечными примесями, межэлектронные столкновения уменьшают проводимость ниже точки касания зон примерно на 30%, но не влияют на неё выше этой точки.

Температурная зависимость проводимости ниже точки касания показана на рис. 2. В то же время при рассеянии на примесях конечного радиуса электрон-электронные столкновения уменьшают проводимость как ниже, так и выше точки касания зон. Температурная зависимость теплопроводности в двумерном проводнике со спин-орбитальным взаимодействием имеет такой же вид  $1/[Tln(E_F/T)]$ , что и для галилеевски инвариантных проводников, а её зависимость от энергии Ферми имеет излом в точке касания зон (см. рис. 3).

Таким образом, даже сильное электрон-электронное рассеяние в отсутствие галилеевской инвариантности не приводит к полному подавлению электропроводности. Причина состоит в том, что существует определённый тип неравновесного распределения электронов между двумя фермиевскими контурами, на которое не влияют межэлектронные столкновения и которое, тем не менее, приводит к ненулевому току в системе. Существование этого распределения не связано с конкретным законом дисперсии электронов и является следствием трансляционной инвариантности системы. Поэтому подобная частичная релаксация тока может наблюдаться и в других системах с многосвязной поверхностью Ферми. При этом минимальная проводимость зависит не только от времени релаксации импульса на примесях, но и от деталей этого механизма рассеяния.

### Литература

 Nagaev K.E., Manoshin A.A. // Phys. Rev. B, V. 102, 155411 (2020).

# Структурные и оптические свойства плёнок ZnSnN<sub>2</sub>: нового материала для солнечной энергетики

### А.В. Нежданов<sup>1\*</sup>, Д.А. Усанов<sup>1</sup><sup>§</sup>, М.А. Кудряшов<sup>1</sup>, А.И. Машин<sup>1</sup>

<sup>1</sup> Национальный исследовательский Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского, пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950

\*nezhdanov@phys.unn.ru, §usanov@phys.unn.ru

В данной работе исследуются образцы, полученные магнетронным распылением на подложках различного типа. В результате оптимизации процесса осаждения продемонстрирована рекордно высокая подвижность электронов в эпитаксиальных пленках ZnSnN<sub>2</sub>. Методами рентгеновской дифракции и спектроскопии комбинационного рассеяния исследована структура полученных плёнок. Исследованы оптические свойства, определена оптическая ширина запрещенной зоны и спектральная зависимость коэффициентов поглощения.

### Введение

В течение последнего десятилетия нитриды произвели революцию в оптической и силовой электронике, что предполагалось уже в 1990-х годах [1-3]. Расширение семейства нитридных полупроводников за счет включения гетеровалентных тройных нитридов Zn-IV-N2 предлагает новую возможность для проектирования устройств, которая может помочь преодолеть некоторые ограничения бинарных нитридов. Класс полупроводников из нитрида Zn-IV по своим физическим свойствам тесно связан с полупроводниками группы III-N, т.е. их ширина запрещенной зоны может быть изменена от ультрафиолетового до инфракрасного диапазона [4-7]. Преимущества Zn-IV-N2 по сравнению с нитридами группы III: (а) состоят из элементов, распространенных на Земле, то есть Zn-IV-N2 экономичны по сравнению с III-N; (б) возможность избежать фазового разделения во всем диапазоне составов сплавов, в отличие, например, от InGaN с высоким содержанием In и (в) более низкими температурами осаждения, то есть более экологически чистые материалы, чем III-N.

Нитрид цинка и олова (ZnSnN<sub>2</sub>) принадлежит к группе Zn-IV-N<sub>2</sub> и обладает множеством полезных свойств, широкое распространение в недрах нашей планеты, возможность вторичной переработки Zn и Sn выше, чем у In и Ga, менее токсичны и имеют ширину запрещенной зоны от 1,0 - 2,0 эВ. Между тем, ZnSnN<sub>2</sub> обладает большим коэффициентом поглощения в диапазоне от ультрафиолета до ближнего инфракрасного диапазона, сравнимый с некоторыми типичными фотоэлектрическими материалами, такими как GaAs, CdTe и InP (~  $10^5$ )[8]. Важно отметить, что  $ZnSnN_2$  потенциально может демонстрировать достаточно высокую подвижность носителей. Благодаря этим благоприятным свойствам  $ZnSnN_2$  имеет потенциал для применения в фотовольтаике, оптоэлектронике, фотокатализе и т. д. Кроме того, он является относительно неизученным представителем семейства полупроводников  $Zn-IV-N_2$  (первый экспериментальный отчет по  $ZnSnN_2$  появился в 2013 г. [9]) и данные о справах Zn-Sn-N2 остаются скудными, а иногда даже противоречивыми. Например, кристаллографическая структура и оптическая ширина запреценная зона материала до сих пор не определены однозначно.

### Методика эксперимента

Для получения плёнок применялась методика импульсного магнетронного распыления. Распыление мишеней, металлические Zn (99,995%) и Sn (99,995%), происходило в смеси газов Ar и N<sub>2</sub>. Базовое давление перед выращиванием было ниже  $2x10^{-8}$  мбар, а давление при осаждении поддерживалось на уровне  $2x10^{-3}$  мбар. В качестве подложек использовались кристаллический кремний и сапфир различной ориентации, а также плавленый кварц. Температура подложек поддерживалась постоянной ~ 350 °C.

Исследование состава образцов проводилось с помощью рентгеновского микроанализа на сканирующем электронном микроскопе JSM IT-300LV (JEOL) с энергодисперсионным детектором -MaxN 20 (Oxford Instruments). Исследования методами рентгеновской дифракции, показали присутствие вюрцитной фазы ZnSnN<sub>2</sub>. Спектры комбинационного рассеяния (КРС) были получены с помощью системы NTEGRA Spectra (NT-MDT, Зеленоград) при комнатной температуре. Спектры КРС были получены в схеме на отражение в диапазоне 50-900 см<sup>-1</sup> с использованием лазера, работающего на длине волны 473 нм. Спектры пропускания были получены на двухлучевом спектрофотометре Carry 5000 (Varian) в диапазоне длин волн 200-3000 нм. Морфология поверхности образцов получена с использованием атомно силовой сканирующей головки Smena, на базе системы NTEGRA Spectra компании NT-MDT (г. Зеленоград, Россия).

### Результаты

Полученные плёнки имеют низкий уровень шероховатости ~ 0,5 нм, что характерно для эпитаксиально выращенных плёнок (рис. 1).



**Рис. 1.** Атомно-силовая микроскопия поверхности плёнки  $ZnSnN_2$ 

Спектроскопия КРС демонстрирует широкие пики (рис. 2).



Рис. 2. КРС плёнок ZnSnN<sub>2</sub>

Наблюдается пик в области 240 см<sup>-1</sup>. В диапазоне средних частот (400-630 см<sup>-1</sup>) наблюдаются пик при 570 см<sup>-1</sup>. Кроме того, наблюдается пик 685 см<sup>-1</sup> в высокочастотной области. В системе  $ZnSnN_2$  оптические моды в основном определяются движением атомов N, потому что N имеет гораздо меньшую атомную массу, чем Zn и Sn.

Силовые постоянные между двумя длинами связей, а именно растяжением одинарной связи ZnN и растяжением одинарной связи SnN, значительно различаются. Пик при 685 см<sup>-1</sup> соответствует N-связям с одинарной связью Sn, а пики 356, 570 см<sup>-1</sup> соответствует N-связям с одинарной связью Zn.

Зависимость края спектра пропускания образцов представлена на рис. 3.



**Рис. 3.** Спектральная зависимость пропускания плёнок ZnSnN<sub>2</sub>

Как можно видеть, край пропускания смещается в область длинных волн с увеличением содержания Sn в плёнке. Изменение состава плёнок позволяет варьировать оптическую ширину запрещенной зоны в широком диапазоне (от 1,6 до 4 эВ).

- Gil B. Group III nitride semiconductors compounds: physics and applications, Clarendon Press, (1998).
- Gogova D., Kasic A., Larsson H. et al. // Jpn. J. Appl. Phys. 43 (4A) 1264-1268 (2004)
- Gogova D., Larsson H., Yakimova R.*et al.* // Phys. Status Solidi (a) 200 (1) 13-17 (2003)
- 4. Feldberg N., Aldous J.D., Stampe P.A. *et al.* // J. Electron. Mater., 43 884–888 (2014).
- Alnjiman F., Diliberto S., Ghanbaja J. *et al.* // J.F. Pierson, Sol. Energy Mater. Sol. Cells, 182 30–36 (2018).
- Javaid K., Wu W.H., Wang J. et al. // ACS Photonics, 5 2094–2099 (2018).
- Gogova D., Olsen V.S., Bazioti C. *et al.* // Cryst. Eng. Comm., 22 (2020) 6268-6274
- 8. Deng Fuling, Cao Hongtao, Liang Lingyan *et al.* // Opt. Lett., 40(7) 1282 (2015).
- Lahourcade L., Coronel N.C., Delaney K.T. *et al.* // Adv. Mater., 25 2562–2566 (2013).

# Межзонный двухкаскадный лазер с двадцатью квантовыми ямами в активной области

С.М. Некоркин<sup>1, \*</sup>, Н.В. Байдусь<sup>1, §</sup>, И.В. Самарцев<sup>1</sup>, К.С. Жидяев<sup>1</sup>, А.Б. Чигинева<sup>1</sup>, Ю.В. Шейков<sup>2</sup>, С.М. Батьянов<sup>2</sup>, А.В. Руднев<sup>2</sup>, С.В. Ерунов<sup>2</sup>, А.Л. Михайлов<sup>2</sup>

1 НИФТИ ННГУ им. Н.И. Лобачевского,603950, Нижний Новгород, просп.Гагарина, 23/3

<sup>2</sup> ФГУП «РФЯЦ-ВНИИЭФ», 607188, Нижегородская обл., Саров, просп. Мира, 37

\*nekorkin@nifti.unn.ru §bnv@nifti.unn.ru

Разработан и исследован межзонный каскадный гетеролазер, содержащий в волноводном слое две десятиямные активные области, соединенные туннельным переходом. Гетеролазеры продемонстрировали узконаправленную лазерную генерацию на волноводной моде первого порядка со средней мощностью 220 Вт в импульсе длительностью 200 нс.

В последнее время возрастает интерес к импульсным гетеролазерам с увеличенной активной областью на основе InGaAs/GaAs квантовых ям. Особенности их применения и описание физикотехнологических методов их создания изложены в работах [1-3]. Настоящая работа посвящена созданию и исследованию межзонного каскадного InGaAs/GaAs/AlGaAs/GaAsP гетеролазера, содержащего в волноводном слое две многоямные активные области, соединенные узким туннельным переходом.

### Исследуемые образцы и методы исследования

Методом МОС-гидридной эпитаксии при пониженном давлении на подложке n<sup>+</sup>-GaAs была выращена лазерная InGaAs/GaAs/AlGaAs/GaAsP гетероструктура с двумя активными областями внутри единого волновода. Активные области были разделены n<sup>++</sup>/p<sup>++</sup>-туннельным переходом, легированным до величины 10<sup>19</sup> см<sup>-3</sup> и толщиной 30 нм. Каждая активная область состояла из десяти InGaAs/GaAs квантовых ям с компенсирующим слоем GaAsP и имела центральное расположение относительно соответствующего ограничительного слоя и туннельного перехода. Толщины n<sup>+</sup>-AlGaAs (p<sup>+</sup>-AlGaAs) ограничительных слоев составляли по 0,2 мкм каждый, а общая толщина GaAs волновода с активными областями — 5,5 мкм. Значительная часть волноводных слоев (~0,8 мкм), примыкающих к ограничительным слоям легировалась до величины 1,5×10<sup>17</sup> см<sup>-3</sup>. При этом тип легирования части волновода соответствовал типу легирования ограничительного слоя.

На основе выращенной лазерной структуры была изготовлена серия лазерных диодов с шириной полоскового контакта 360 мкм и длиной резонатора 2 и 4 мм. На излучающие грани диэлектрические зеркала не наносились.

Исследования спектральных, угловых и вольтамперных характеристик проводились в режиме импульсно-периодической токовой накачки (200 нс; 1,43 кГц). Энергетические параметры были получены с помощью измерителя энергии LabMax-Тор и пироэлектрического датчика J-10MB-LE. При этом накачка проводилась в режиме одиночного токового импульса длительностью 200 нс.

### Результаты и обсуждение

Обужение спектра излучения до величины 2 нм наблюдалось при величине тока импульснопериодической накачки 25 А, что являлось критерием при определении порогового тока генерации лазерных диодов с длиной резонатора 2 мм (рис. 1). Длина волны генерации соответствовала ~ 1,04 мкм.

Как показано на рис 2 угловые зависимости интенсивности излучения после начала стимулированной генерации лазеров имеют ярко выраженный однолепестковый вид в плоскости p-n-перехода (кривая 1) и двухлепестковый вид в плоскости, перпендикулярной p-n-переходу (кривая 2). Причем для кривой 2 характерны хорошо разрешимые с нулевой интенсивностью при 0° два максимума при углах  $\pm 10^\circ$  с общей шириной на полувысоте не более 32°. Этот факт может говорить о генерации излучения на волноводной моде первого порядка.



**Рис. 1.** Спектральные характеристики лазера с длиной резонатора 2 мм при различном токе импульснопериодической накачки: 1 – 25 A, 2 – 20 A



Рис. 2. Диаграмма направленности лазера с длиной резонатора 2 мм в плоскости параллельной (1) и перпендикулярной (2) p-n-переходу при токе накачки – 30 А

Для проверки работоспособности туннельного p-n-перехода и измерения сопротивления лазеров в импульсно-периодическом режиме были измерены вольт-амперные характеристики на образце с резонатором 4 мм. Анализ кривой ВАХ позволил определить напряжение отсечки, величина которой (около 3 В) характерна для лазерных структур с туннельным p-n-переходом внутри волновода, а характерное дифференциальное сопротивление, определенное на участке до 70 А, имело значение 0,04 Ом.

С целью демонстрации возможности получения значимых энергетических параметров в одном импульсе излучения при больших токах накачки на разработанные лазерные диоды с длиной резонатора 4 мм подавался максимально возможный импульс тока с генератора импульсов ИГН-540(54В), обеспечивающий подачу импульса тока 540 А длительностью 200 нс на нагрузку 0,1 Ом. Была получена энергия излучения 63,3 мкДж, что соответствует средней мощности в импульсе 220 Вт. Величина протекающего тока через лазерный диод не контролировалась. Хочется отметить, что при повторной подаче токового импульса на некоторых образцах наблюдалось значительное увеличение энергии излучения. Этот факт будет изучаться в дальнейших работах.

Таким образом, продемонстрирована устойчивая лазерная генерация на межзонном двухкаскадном лазере с двадцатью ямами в активной области без нанесенных отражающих/просветляющих покрытий на волноводной моде первого порядка со средней мощностью 220 Вт в импульсе длительностью 200 нс.

Предложенная лазерная гетероструктура может иметь широкий спектр применения. Например, для непосредственной стыковки с объектом (значительная излучающая область). Достаточно узкая диаграмма направленности в перпендикулярном направлении позволяет эффективно вводить излучение в волокно. Кроме того, если активные области будут иметь различную длину генерации излучения, лазер может быть использован для генерации излучения гармоник (суммарной и разностных частот) [4].

- Байдусь Н.В. и др. // Полупроводниковые лазеры: физика и технология: Сборник тезисов конференции, Санкт-Петербург, 13-16 ноября 2018 г. С. 93.
- Афоненко А.А. и др. // Полупроводниковые лазеры: физика и технология: Сборник тезисов конференции, Санкт-Петербург, 13-16 ноября 2018 г. С. 49.
- Некоркин С.М. и др. // Материалы XXIV симпозиума «Нанофизика и наноэлектроника», Н.Новгород, 10-13 марта 2020 г. С. 679.
- Бирюков А.А. *и др.* // ФТП. 2007. Т. 41, В. 10. С. 1226.

# Особенности спектров фотопроводимости квантовых ям HgTe/CdHgTe, обусловленные наличием двойного акцептора

И.Д. Николаев<sup>1, \*</sup>, Т.А. Уаман Светикова<sup>1</sup>, В.В. Румянцев<sup>2</sup>, М.С. Жолудев<sup>2</sup>, Д.В. Козлов<sup>2</sup>, С.В. Морозов<sup>2</sup>, С.А. Дворецкий<sup>3</sup>, Н.Н. Михайлов<sup>3</sup>, В.И. Гавриленко<sup>2</sup>, А.В. Иконников<sup>1</sup>

1 МГУ им. М.В. Ломоносова, Ленинские горы, 1, Москва, 119992

<sup>2</sup> ИФМ РАН, ГСП-105, Нижний Новгород, 603950

<sup>3</sup> ИФП СО РАН, пр. ак. Лаврентьева, 13, Новосибирск, 630090

\*nikolaev.id16@physics.msu.ru

Методом фурье-спектроскопии были исследованы спектры фотопроводимости (ФП) двойной квантовой ямы (ДКЯ) HgTe/CdHgTe с нормальной зонной структурой. В субщелевой области спектров были обнаружены две полосы, связываемых с ионизацией вакансии ртути. С помощью «оптического затвора» была изучена трансформация спектров при изменении положения уровня Ферми. Было экспериментально показано, что наблюдаемые полосы поглощения связаны с ионизацией именно двухзарядного акцептора, а не отдельных различных однозарядных состояний.

### Введение

Твердые растворы Hg<sub>1-x</sub>Cd<sub>x</sub>Te (КРТ) и гетероструктуры на их основе широко используются в современной инфракрасной оптоэлектронике. Одной из ключевых особенностей таких материалов является наличие вакансий ртути, возникающей из-за слабой связи Hg-Te. По современным представлениям такая вакансия является двухзарядным акцептором. Проявления вакансии ртути были обнаружены как транспортными [1], так и оптическими методами. Так, примесные полосы, связываемые с присутствием вакансии, были обнаружены в спектрах фотолюминесценции [2] и ФП [3], в том числе и в гетероструктурах HgTe/CdHgTe [4]. Однако связь между наблюдаемыми особенностями и двухзарядным акцептором устанавливалась лишь косвенными методами. В данной работе будет прямо продемонстрировано, что наблюдаемые в субщелевой области спектров ФП в ДКЯ HgTe/CdHgTe полосы связаны с ионизацией двойного акцептора.

### Методика эксперимента

Исследуемая структура была выращена 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 сама ДКЯ; толщина барьеров при этом составляла 30 нм, толщина ям – 4,5 нм, а толщина туннельного барьера – 3 нм. Поверх всей структуры выращивался покровный слой CdTe. Согласно фазовой диаграмме [6], структура имеет нормальный зонный спектр. Данная структура была выбрана из-за ярко выраженного эффекта остаточной фотопроводимости (ОФП) [5], а также из-за возможности менять тип проводимости с дырочного на электронный с помощью последовательных подсветок видимым светом; наличие двойной, а не одиночной КЯ в данном случае несущественно.

Для характеризации образцов измерялось их сопротивление, а также эффект Холла в широком диапазоне температур 4,2-300 К. Измерения спектров ФП производились с помощью Фурье-спектрометра Bruker Vertex 70v при T = 5 К. Рядом с образцом находился синий светодиод.

### Результаты и обсуждение

Результаты транспортных измерений показывают, что в темновых условиях исследуемая структура обладает дырочным типом проводимости с концентрацией дырок  $p = 7 \cdot 10^{10}$  см<sup>-2</sup>.

На рис. 1 приведены зависимости сопротивления структуры от времени при различных значениях тока светодиода. На зависимостях наблюдается пик сопротивления, связанный со сменой типа проводимости, что подтверждается холловскими измерениями. При этом кривые, полученные при различных значениях тока светодиода, практически совпадают при изменении масштаба времени пропорционально току. Это говорит о том, что ключевое значение имеет доза подсветки, а не ее продолжительность или интенсивность. Таким образом, используя синий светодиод, работающий при небольших токах, можно достаточно точно контролировать дозу подсветки. Это, благодаря эффекту ОФП, позволяет с небольшим шагом изменять сопротивление и концентрацию носителей в структуре, и, соответственно, положение уровня Ферми.



**Рис. 1**. Зависимость продольного сопротивления ДКЯ HgTe/CdHgTe от времени при *T* = 4.2 К при различных значениях тока светодиода. Масштабы времени изменены пропорционально току (реальный масштаб указан для тока 1 мкА)

Спектры ФП были измерены в темновых условиях и после последовательных подсветок синим светом, то есть при различных положениях уровня Ферми. В спектрах были обнаружены субщелевые полосы на 8-16 мэВ (полоса a) и 19-25 мэВ (полоса b), связываемые с присутствием двойного акцептора (рис. 2). В темновых условиях наблюдается только полоса a, соответствующая частичной ионизации двойного акцептора.

После последующей подсветки, когда уровень Ферми совпадает с уровнем нейтрального акцептора (кривая 2 на рис. 2), часть акцепторов частично ионизуется. При этом в спектрах начинает наблюдаться также полоса b, соответствующая захватам электронов частично ионизованными акцепторами. При дальнейшем «поднятии» уровня Ферми, когда все акцепторы частично ионизованы, в спектрах остается только полоса b (кривая 3 на рис. 2). Дальнейшая подсветка приводит к полной ионизации всех акцепторов, и обе примесные линии пропадают (кривая 4). Отсутствие полосы b в ситуации, когда уровень Ферми находится в валентной зоне, говорит о том, что наблюдаемые полосы связаны с ионизацией именно двухзарядного акцептора, а не отдельных различных однозарядных состояний. Также спектральное положение полос хорошо согласуется с данными, полученными для энергий ионизации вакансии ртути в одиночных КЯ HgTe [4]. Это позволяет утверждать, что наблюдаемые в спектрах ФП субщелевые особенности обусловлены присутствием вакансий ртути, представляющих собой двухзарядные акцепторы.



Рис. 2. Спектры ФП ДКЯ HgTe/CdHgTe, измеренные при *T* = 5 К в темновых условиях (кривая 1) и после коротких подсветок синим светом. Полосы а и b — наблюдаемые субщелевые особенности, связанные с ионизацией вакансии ртути. Рядом со спектрами показаны схемы переходов с различным расположением уровней Ферми

Работа выполнена при поддержке фонда «БАЗИС» (грант 20-2-9-28-1).

- Polla D.L., Jones C.E. // J. Appl. Phys., 51, 6233 (1980).
- Козлов Д.В. *и др.* // Письма в ЖЭТФ, 109, 657 (2019).
- 3. Козлов Д.В. *и др.* // ФТП 49, 1654 (2015).
- 4. Козлов Д.В. *и др. //* ФТП 50, 1960 (2016).
- 5. Спирин К.Е. *и др.* // ФТП 52, 1482 (2018).
- 6. Krishtopenko S. et al. // Sci Rep, 6, 30755 (2016).

# Антистоксово излучение дефектов в тонких пленках слоистых полупроводников группы III-VI

С.Н. Николаев<sup>1, \*</sup>, М.А. Чернопицский<sup>1</sup>, К.А. Савин<sup>1, 2</sup>, В.С. Кривобок<sup>1</sup>, Е.Е. Онищенко<sup>1</sup>, В.С. Багаев<sup>1</sup>

<sup>1</sup> Физический институт им. П. Н. Лебедева Российской академии наук, Ленинский просп. 53, Москва, 119991

<sup>2</sup> МГУ им. М. В. Ломоносова, 119991, Москва, Ленинские горы, д. 1

\*nikolaev-s@yandex.ru

Исследована низкотемпературная (5 К) фотолюминесценция пленок InSe и GaSe, полученных при помощи механического слоения. Показано, что в отличие от исходных материалов, в спектрах люминесценции таких пленок доминируют интенсивные полосы люминесценции структурных дефектов, образованных при расщеплении кристаллов. В пленках InSe и GaSe обнаружено антистоксово излучение, связанное с заселением нижележащих состояний валентной зоны и с четырехчастичной рекомбинацией носителей. Сверхлинейный рост интенсивности дефектных полос и корреляция их интенсивности с антистоксовой люминесценцией указывает на образование многочастичных состояний вблизи дефектов.

### Введение

Рост интереса к слоистым полупроводникам связан не только с появлением у них уникальных свойств при уменьшении толщины до одного монослоя, но и возможностью комбинировать различные слоистые материалы (полупроводники, графен, h-BN) в более сложные структуры для создания оптоэлектронных устройств. При этом свойства полученной структуры зависят не только от использованных материалов, но и от особенностей взаимного расположения слоев (поворота, сдвига, расстояния между слоями). Аналогичным образом в пленках большей толщины также могут наблюдаться дефекты взаимного расположения слоев. Данная работа посвящена исследованию оптически-активных дефектов, образующихся в пленках InSe и GaSe при механическом расщеплении.

#### Объемные кристаллы

Исследование низкотемпературной фотолюминесценции (ФЛ) объемных кристаллов InSe и GaSe показало, что в спектре их излучения доминируют линии излучения свободного (FE, GaSe: 2,1085 эВ, InSe: 1.3375 эВ) и связанных на мелких примесях (BE, GaSe: 2,0876-2,1065 эВ. InSe: 1.3355 эВ и 1.3339 эВ) экситонов (рис. 1 и 3а). В спектрах InSe при низких температурах наблюдается полоса с энергией 1.277 эВ, связанная с излучением донорно-акцепторных пар. В целом, полученные спектры являются типичными для объёмных кристаллов GaSe и InSe.



Рис. 1. Спектры низкотемпературной (5 K) ΦЛ GaSe. Верхние кривые (bulk) — излучение объёмного образца в разных точках, средние (film) — плёнка толщиной 100 мкм, нижние (flake) — спектры излучения различных точек чешуйки толщиной ~150 нм и усредненный спектр всей чешуйки (верхняя кривая в группе)

### Тонкие пленки

Пленки исследуемых слоистых полупроводников были получены путём расщепления объёмных кристаллов липкой лентой с последующим переносом на подложки  $Si/SiO_2$  с толщиной оксидного слоя 300 нм. Толщина пленок предварительно определялась по контрасту изображения в оптическом микроскопе и контролировалась при помощи атомносилового микроскопа.

В плёнках GaSe толщиной ~100 мкм (рис.1, средняя группа), спектр ФЛ значительно изменяется. Наблюдается практически полное исчезновение линий связанных экситонов и заметное падение интенсивности пика FE. Появляется широкая полоса (2.03 эВ), смещенная на 60-80 мэВ относительно края фундаментального поглощения GaSe. При переходе к чешуйке толщиной ~150 нм (рис. 1, нижняя группа), окончательно исчезает краевая люминесценция, а в спектре доминирует излучение длинноволновой полосы. При этом широкая полоса распадается на набор более узких линий, наблюдающихся независимо в разных точках чешуйки. Это может указывать на образование набора структурных дефектов с отличающимся энергетическим спектром.

На рис. 2а представлены спектры ФЛ объемного GaSe (черная кривая) и пленки толщиной 150 нм при различных плотностях мощности возбуждения (спектры приведены к единице плотности мощности возбуждения,  $P_0 = 35 \text{ kBt/cm}^2$ ). Спектры ФЛ тонких пленок характеризуются новой дефектной полосой, расположенной ниже по энергии по сравнению с исходным кристаллом.



Рис. 3. а) Спектры ФЛ чешуйки GaSe толщиной ~150 нм в зависимости от мощности возбуждающего лазерного излучения, приведенные к единице плотности мощности возбуждения при температуре 12 К. Максимальная плотность мощности возбуждения P0 = 35 кВт/см<sup>2</sup>. Тонкая черная кривая отображает спектр излучения объемного GaSe. б) Зависимость интегральной интенсивности основной полосы от плотности мощности возбуждающего излучения. в). Фрагмент спектра 2Eg-фотолюминесценции. Чёрная кривая – усреднённый сигнал 2Eg-фотолюминесценции

Сверхлинейная зависимость интегральной интенсивности дефектной полосы от накачки указывает на ее связь с многочастичными состояниями (биэкситонами), см рис. 26. В непрямозонных полупроводниках и гетероструктурах на их основе при совместной рекомбинации двух электронов и двух дырок может наблюдаться излучение с энергией вдвое превышающей ширину запрещенной зоны (2Eg-ФЛ). Для оценки возможности многочастичных взаимодействий в GaSe были проведены измерения 2Eg-ФЛ при плотности мощности возбуждения  $P_0 = 35 \text{ kBt/cm}^2$  (рис. 2в). После усреднения сигнала, видно наличие следа антистоксовой ФЛ, которая наблюдается в районе ~ 4,05 эВ, что приблизительно вдвое превышает энергию квантов для обсуждаемой ранее линии в районе 2.03 эВ.

В дефектных пленках InSe с интенсивным излучением в области 1,29 эВ было обнаружено антистоксово излучение с энергией 2,53 эВ (рис. 3б). Спектральное положение этой полосы заметно отличается от удвоенной ширины запрещенной зоны и близко к  $E_1$ '-межзонному переходу. По сравнению с объемным материалом относительная интенсивность антистоксового излучения в тонких пленках возрастает более чем на два порядка.



Рис. 2. а) Спектры ИК и б) видимой ФЛ чешуек InSe толщиной 70 нм (flake 1) и 25 нм (flake 2) при непрерывном возбуждении лазером с длиной волны 790 нм с плотностью мощности 40 кВт/см2. На вставках приведены оптические изображения чешуек flake 1 и flake 2, полученные в отраженном свете. Для сравнения приведены спектры объемного материала (темная кривая) в тех же спектральных диапазонах при плотности возбуждения 2 Вт/см<sup>2</sup>

### Заключение

Таким образом в пленках слоистых полупроводников группы III-VI обнаружено антистоксово излучение, связанное с заселением отщепленной подзоны и с четрехчастичной рекомбинацией носителей. Показана связь этих явлений с дефектами, появляющимися при механическом расщеплении кристаллов липкой лентой, и многочастичными состояниями, локализованными на них.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ № 20-32-90215.

### Оптически активные дефекты тонких пленок InSe, вызванные механическим расщеплением

# С.Н. Николаев<sup>1,\*</sup>, М.А. Чернопицский<sup>1</sup>, К.А. Савин<sup>1, 2</sup>, В.С. Кривобок<sup>1</sup>, Е.Е. Онищенко<sup>1</sup>, В.С. Багаев<sup>1</sup>, И.И. Усманов<sup>1</sup>

<sup>1</sup> Физический институт им. П. Н. Лебедева Российской академии наук, Ленинский просп. 53, Москва, 119991

<sup>2</sup> МГУ им. М. В. Ломоносова, 119991, Москва, Ленинские горы, д. 1

\*nikolaev-s@yandex.ru

Исследована низкотемпературная (5 К) фотолюминесценция объемного InSe и его тонких пленок. Показано, что излучение качественных кристаллов характеризуется экситонно-примесными комплексами, сформированными экситонами как прямого, так и непрямого краев фундаментального поглощения. Спектры излучения чешуек InSe толщиной 10-100 нм определяются широкой полосой не характерной для исходного материала. Совокупность полученных данных позволяет утверждать, что получение чешуек InSe с помощью механического расщепления приводит к возникновению оптически активных структурных дефектов, связанных с нарушением взаимного положения отдельных слоев. При низких температурах эти дефекты подавляют собственное (экситонное) излучение чешуек и определяют их люминесцентные свойства.

### Введение

Слоистые полупроводники III-VI группы, такие как InSe, хорошо известны своими выдающимися свойствами и потенциальным применением в оптоэлектронике и нелинейной оптике. В последнее время их двумерные аналоги также привлекли большое внимание в качестве следующего поколения графеноподобных материалов. Данная работа посвящена исследованию побочных дефектных состояний, возникающих в процессе получения тонких плёнок InSe методом механического расщепления.

### Образцы и методика эксперимента

Тонкие чешуйки InSe получались методом механического расщепления и переносом на подложки Si/SiO2. Толщина чешуек предварительно определялась по контрасту изображения в оптическом микроскопе и с помощью АСМ. Для исследования микрофотолюминесценции чешуйка вместе с микрообъективом, который фокусировал лазерное излучение, размещалась в проточном гелиевом криостате [1]. Источником лазерного возбуждения служил непрерывный одночастотный лазер с длиной волны 472 нм или 532 нм. Лазерное излучение фокусировалось на поверхности образца в пятно размером ~2 мкм. Оптическое возбуждение и сбор излучения образцов осуществлялись по конфокальной схеме. Люминесцентное излучение анализировалось в широком диапазоне плотностей мощности возбуждения (1 -1000  $BT/cm^2$ ) и температур (5 – 60 K).

### Результаты и обсуждение

Спектр излучения объемного β-InSe при температуре 5 К определяются люминесценцией свободных (~1.3375 эВ) и связанных на примесях (~1.333-1.335 эВ) экситонов прямого края, экситонной люминесценцией непрямого края (~1.324 эВ) и излучательной рекомбинацией с участием донорноакцепторных пар (~1.277 эВ) (рис. 1, красная кривая).



Рис. 1. Спектры низкотемпературной (5 К) микрофотолюминесценции чешуйки InSe толщиной 33 нм вблизи ее границы при плотностях возбуждения 0.04 – 10 кВт/см<sup>2</sup> (снизу вверх, логарифмический шаг ~ 2). Одиночная красная кривая – спектр исходного объемного при плотности возбуждения 20 кВт/см<sup>2</sup>. На вставке оптическое изображение чешуйки на Si/SiO<sub>2</sub> подложке с обозначением области, из которой были получены спектры

Спектр излучения чешуек InSe толщиной 30-100 нм при 5 К определяется широкой полосой не характерной для объемного материала (синие кривые на рис. 1). Данная полоса не связана с их собственным излучением, так как расположена на 30-70 мэВ ниже ожидаемого положения экситонных резонансов. Увеличение плотности мощности возбуждения приводит к монотонному высокоэнергетическому сдвигу максимума обнаруженной полосы. Величина сдвига составляет ~40 мэВ для диапазона 40-10000 Bт/см<sup>2</sup>.

При уменьшении толщины чешуйки InSe наблюдается сдвиг полосы ее излучения в коротковолновую область, связанный с квантоворазмерным эффектом. При этом синий сдвиг линии с ростом накачки сохраняется вплоть до пленок толщиной в 6 монослоев (МС). На рис. 2 представлены спектры излучения пленок толщиной 2, 4, 6, 8 МС при плотности мощности 8 кВт/см<sup>2</sup> (синие) и 80 кВт/см<sup>2</sup> (красные).



Рис. 2. Спектры низкотемпературной ФЛ тонкой чешуйки InSe (2-5 нм) полученные при плотностях возбуждения 8 кВт/см<sup>2</sup> (синие кривые) и 80 кВт/см<sup>2</sup> (красные кривые). На вставке оптическое изображение тонкой чешуйки на подложке Si/SiO<sub>2</sub>

Перечисленные особенности обнаруженной полосы исключают ее связь с какими-либо механизмами излучательной рекомбинации, наблюдаемыми нами в объёмном InSe или механизмами излучательной рекомбинации связанными с состояниями на краях чешуек. Совокупность полученных данных позволяет утверждать, что получение InSe чешуек с помощью механического расщепления приводит к возникновению в них оптически активных структурных дефектов. Эти центры определяют основные механизмы излучательной рекомбинации в InSe вплоть до 6 MC. Такие дефекты не оказывают существенного влияния на излучение пленок 4 MC и меньше, что согласуется с расчетами в приближении эффективной массы и в теории функционала плотности, приведенными на рис. 3.



Рис. 3. Спектральное положение основной полосы в спектрах ФЛ (черные квадраты) в зависимости от толщины чешуйки InSe. Черная кривая – оценка спектрального положения этой линии, полученная с помощью модели эффективной массы, синяя кривая – спектральное положение линии излучения свободных экситонов, предсказанное моделью эффективной массы и измеренное в чешуйке InSe толщиной 23 нм (синий квадрат). Красная кривая – результаты расчетов DFT [2]

### Заключение

Полученные данные позволяют утверждать, что в чешуйках InSe изготовленных с помощью механического расщепления образуются оптически активные структурные дефекты, предположительно связанные с нарушением взаимного положения отдельных слоев и/или межслойного расстояния. Данные дефекты могут быть причиной уменьшения реального значения ширины запрещенной зоны и могут неконтролируемым образом влиять на подвижности носителей в тонких чешуйках.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ № 20-32-90215.

- Krivobok V.S. et al. // Appl. Phys. Lett. 115(23) (2019).
- Sánchez-Royo J.F. et al. // Nano Res. 7(10), 1556– 1568 (2014).

### Взаимодействие излучения n-Ge/Si слоев с модами двумерного фотонного кристалла

А.В. Новиков<sup>1, \*</sup>, Д.В. Юрасов<sup>1</sup>, А.Н. Яблонский<sup>1</sup>, Н.А. Байдакова<sup>1</sup>, С.А. Дьяков<sup>2</sup>, Д.В. Шенгуров<sup>1</sup>, О.И. Казакова<sup>3</sup>, Е.Е. Родякина<sup>4, 5</sup>, З.Ш. Гасайниев<sup>6</sup>

1 Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, 7, д. Афонино, Кстовский р-он, Нижегородская обл., Россия 603087.

<sup>2</sup> Сколковский институт науки и технологий, ул. Нобеля, д.3, Москва, 143005.

<sup>3</sup> Институт радиоэлектроники и информационных технологий НГТУ, ул. Минина, 24, Нижний Новгород, 603950

<sup>4</sup> Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова СО РАН, пр. Лаврентьева, 13, Новосибирск, 630090.

<sup>5</sup> Новосибирский государственный университет, ул. Пирогова, 2, Новосибирск, 630090

<sup>6</sup> Научно-производственное предприятие "Салют", ул. Ларина, д. 7, Нижний Новгород, 603950.

\*anov68@ipmras.ru

В работе исследуется влияние параметров двумерных фотонных кристаллов (ФК) на люминесценцию n-Ge слоя, выращенного на кремнии. Продемонстрированный рост интенсивности сигнала фотолюминесценции более чем на порядок при комнатной температуре от ФК связывается с взаимодействием излучения Ge слоя с различными модами ФК, находящимися внутри светового конуса. Показано, что в зависимости от параметров ФК и условий возбуждения люминесценции основной вклад в сигнал дают области Ge слоя, расположенные на разной глубине от поверхности.

### Введение

К настоящему времени для локально растянутых Ge микроструктур продемонстрирована лазерная генерация при оптической накачке при пониженных температурах [1, 2]. Однако, при приложении растягивающих напряжений происходит существенное уменьшение ширины запрещенной зоны Ge, что приводит к наблюдению лазерной генерации от растянутого Ge в среднем ИК диапазоне [1, 2]. В то же время остается актуальной задача создания для кремниевой оптоэлектроники источников излучения ближнего (1.3-1.6 мкм) ИК диапазона.

В предлагаемой работе обсуждается возможность увеличения интенсивности люминесценции при комнатной температуре от n-Ge/Si(001) слоев в ближнем ИК диапазоне за счет использования двумерных фотонных кристаллов.

### Методика эксперимента

Исследуемая структура была выращена методом МПЭ на подложке SOI и состояла из нелегированного релаксированного Ge буфера толщиной 600 нм и 300 нм слоя Ge, легированного Sb. При формировании n-Ge слоя учитывалось влияние концентрации Sb, условий роста и отжига этого слоя на его люминесцентные свойства [3]. На выращенной структуре с помощью электронной литографии и плазмохимического травления были сформированы 2D фотонные кристаллы (ФК), состоящие из отверстий, расположенных в гексагональной решетке (рис. 1). Согласно предварительным расчетам свойств ФК, выполненных с использованием Фурье-модального метода, период (*a*) и радиус отверстий (*r*) ФК варьировались в диапазонах  $a=500\div900$  нм и  $r/a=0.25\div0.45$ , соответственно. Глубина травления отверстий ФК составляла 400 $\div$ 500 нм.



Рис. 1. СЭМ снимок ФК с а=500 нм и г/а = 0.4

Люминесцентные свойства полученных ФК исследовались при комнатной температуре методом спектроскопии микро-фотолюминесценции (микро-ФЛ). Для возбуждения ФЛ использовалось излучение пикосекундного лазера на длинах волн  $\lambda$ =532 и 1064 нм, что позволило существенно варьировать толщину анализируемого слоя структуры. Возбуждение и измерение сигнала микро-ФЛ осуществлялся через объектив 10х, который обеспечивал сбор сигнала в телесном угле 30<sup>0</sup> относительно нормали к поверхности структуры. Для регистрации ФЛ использовался решеточный монохроматор и детектор на основе линейки фотодиодов InGaAs (рабочий диапазон 0.8–2.2 мкм).

### Результаты и обсуждение

В спектре ФЛ исходной структуры доминирует сигнал в области энергий 0.75–0.85 эВ, связанный с прямыми оптическими переходами в n-Ge слое и Ge буфере, и присутствует слабый сигнал в области меньших энергий, обусловленный непрямыми оптическими переходами. Интенсивность обоих сигналов модулирована из-за интерференционных эффектов, возникающих в результате отражения излучения от захороненного слоя SiO<sub>2</sub> подложки SOI. При этом вид спектра ФЛ исходной структуры слабо зависит от длины волны возбуждающего излучения, что указывает на то, что основной вклад в сигнал ФЛ дает рекомбинация носителей заряда в n-Ge слое, расположенном ближе к поверхности.

Формирование ФК приводит к значительному (более чем на порядок) росту как интегральной, так и максимальной интенсивности сигнала ФЛ от Ge слоев и появлению в спектрах нескольких линий, лежащих в области сигналов от прямых и непрямых оптических переходов (рис. 2). Количество, положение и интенсивность этих линий существенно зависит от параметров ФК (рис. 2), что позволяет связать их появление с взаимодействием излучения Ge слоев с различными модами ФК, нахолящимися внутри светового конуса.



фиксированным значением г/а=0.25, измеренные при комнатной температуре и длине волны возбуждающего излучения 532 нм. Спектр, обозначенный нулевым периодом ФК – спектр микро-ФЛ исходной структуры (без ФК)

Измеренные спектры микро-ФЛ демонстрируют, что для прямых переходов наибольший рост интенсивности наблюдается в довольно узком диапазоне энергий, соответствующем положению минимума Г-долины зоны проводимости n-Ge слоя. В то же время значительный рост интенсивности сигнала ФЛ от непрямых переходов наблюдается во всем диапазоне энергий, соответствующих разнице в положении L- и Г-долин (рис. 2). Данный факт связывается с различием в заселенности и времени жизни носителей в этих долинах. С увеличение радиуса отверстий, формирующих ФК, и длины волны возбуждающего излучения полоса энергий, в которой наблюдается рост интенсивности сигнала от прямого оптического перехода, смещается в область больших энергий. Это вызвано ростом вклада сигнала от нелегированного Ge буфера в общий сигнал ФЛ при данных изменениях параметров ФК или условий измерения микро-ФЛ, а также зависимостью энергии прямого перехода от уровня легирования Ge [4]. Установлено, что рост интенсивности сигнала ФЛ в ФК по сравнению с исходным Ge слоем больше в случае использования возбуждающего излучения с λ=1064 нм. Причиной этого является увеличение толщины слоя Ge, в котором происходит генерация носителей заряда, с увеличением длины волны возбуждающего излучения. При возбуждении ФЛ излучением с λ=1064 нм генерация носителей заряда осуществляется, в том числе, в области Ge слоя, расположенной на глубине, прешающей глубину травления ФК. Полагается, что излучательную рекомбинацию носителей заряда той части Ge слоя меньшее влияние оказывают ректы, связанные с формированием ФК, в том

5ота поддержана НЦМУ «Центр фотоники» при нансировании Министерством науки и высшего зазования РФ, соглашение № 075-15-2020-906. В 5оте использовано оборудование ЦКП «Физика и снология микро- и наноструктур».

ле развитая поверхность ФК.

### тература

Bao Sh., Kim D., Onwukaeme Ch., *et al.* // Nature Communications, 8:1845 (2017).

- Armand Pilon F.T., Lyasota A., Niquet Y.-M., *et al.* // Nature Communications 10:2724 (2019).
- Yurasov D.V., Novikov A.V., Baidakova N.A., et al. // Semicon. Sci. Technol. V. 33, 124019 (2018).
- Yurasov D.V., Novikov A.V., Baidakova N.A., *et al.* // J. Appl. Phys., V. 127, 165701 (2020).

# Релаксация электрофизических характеристик структур «кремний на изоляторе» после воздействия рентгеновского излучения

### С.В. Оболенский<sup>1</sup>, Н.Д. Абросимова<sup>2,\*</sup>, М.Н. Дроздов<sup>3</sup>

<sup>1</sup> НИРФИ ННГУ им. Н.И. Лобачевского, Нижний Новгород, ул. Большая Печерская, 25/12А, Нижний Новгород, 603155

<sup>2</sup>. ННГУ им. Н.И. Лобачевского, Нижний Новгород, пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603105

<sup>3</sup> Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, д. 7, Нижний Новгород, 607680.

\*andnenastik@inbox.ru

Представлены результаты теоретических и экспериментальных исследований релаксации электрофизических параметров после воздействия стационарного рентгеновского излучения. Электрофизические параметры определялись из измеренных вольтфарадных характеристик. Было проведено моделирование ВФХ структур «кремний на изоляторе» после воздействия рентгеновского излучения с помощью программного комплекса Silvaco TCAD с учетом особенностей профилей распределения примесей, полученных методом ВИМС.

### Введение

Структуры «кремний на изоляторе», обладающие рядом преимуществ по сравнению с объемным кремнием (повышение быстродействия, расширение температурного диапазона, снижение потребляемой мощности, устранение эффекта защелкивания, повышение устойчивости к импульсным ионизирующим воздействиям), получили широкое распространение у ведущих производителей изделий электронной техники, включая интеллектуальные схемы для силовой электроники, фотоприемники на квантовых точках, транзисторные структуры с наноразмерными проектными нормами, изделия микросистемной техники, микропроцессоры гигагерцового диапазона.

Для КМОП КНИ ИС наибольшую опасность представляют эффекты, связанные с накопленной дозой. Одним из них является накопление положительного заряда в диэлектрических слоях на структурных дефектах и их комплексах с примесными атомами, являющимися причиной нестабильности поведения структур при ионизирующих воздействиях [1, 2]. Одной из таких примесей является водород, который может оставаться в структурах КНИ, изготовленных методом водородного переноса.

Достаточно эффективным инструментом для получения информации о поведении электронных и дырочных ловушек, создающих зарядовые состояния в диэлектрике, является метод вольт-фарадных характеристик (ВФХ).

### Методика эксперимента

С помощью системы измерения электрофизических параметров с ртутным зондом были измерены высокочастотные ВФХ структур КНИ, изготовленных по технологии водородного переноса, до и после воздействия низкоэнергетического низкоинтенсивного рентгеновского излучения. Измерения после облучения проводились через 1, 7 и 10 суток.

Структуры КНИ имели р-тип проводимости, толщины приборного слоя и скрытого диэлектрика 200 нм.

Измерения профиля водорода проводились методом вторично-ионной масс-спектрометрии (ВИМС) на установке TOF.SIMS-5 фирмы IONTOF с время-пролетным масс-анализатором.

Моделирование ВФХ структур «кремний на изоляторе» после воздействия рентгеновского излучения проводилось с помощью программного комплекса Silvaco TCAD с учетом профиля распределения водорода. При моделировании варьировались параметры распределения концентрации дефектов донорного и акцепторного типов, энергетические уровни, сечения захвата носителей.

### Результаты и обсуждение

При воздействии рентгеновского излучения на структуры КНИ в результате взаимодействия квантов с электронными оболочками атомов происходит ионизация атомов кислорода и кремния, что приводит к образованию свободных электронов и дырок. Подвижность электронов в SiO<sub>2</sub> значительно превышает подвижность дырок, и быстрые электроны покидают слой диоксида кремния, а медленные дырки остаются, т.е. происходит нарушение электронейтральности, а именно, накопление положительного заряда в SiO<sub>2</sub>.

Релаксация пространственного заряда в объеме диэлектрика и на быстрых поверхностных состояниях, накопленного при облучении, может происходить во временном интервале от нескольких часов до нескольких лет. Из рисунка 1 видно, что ВФХ спустя 10 суток после облучения практически возвращается к исходному виду.



**Рис. 1.** Релаксация ВФХ после воздействия рентгеновского излучения: 1 – до облучения, 2 – сутки после облучения, 3 – 7 суток после облучения, 4 – 10 суток после облучения

Облучение существенно увеличивает пространственный заряд, отнесенный к обеим границам диэлектрика, и уменьшает плотность поверхностных состояний на границе диэлектрика и подложки.

Атомы водорода, как видно из рисунка 2, встраиваются, в основном, вблизи границ раздела диэлектрика и у поверхности приборного слоя. Существенные концентрации кислорода и углерода способствуют более эффективному захвату атомов водорода [3]. Известны также пассивирующие свойства водорода, а также понижение энергии дефектов акцепторного типа в случае присоединения к ним водорода [3-7].



Рис. 2. Пример примесного состава структуры КНИ

Моделирование ВФХ с помощью программного комплекса Silvaco TCAD показало, что при облучении уменьшается концентрация дефектов донорного типа на границе диэлектрик-подложка и увеличивается концентрация дефектов акцепторного типа на границе диэлектрика с приборным слоем.

- Першенков В.С., Попов В.Д., Шальнов А.В. Поверхностные радиационные эффекты в элементах интегральных микросхем. М.: Энергоатомиздат, 1988. 256 с.
- Gorelkinskii Yu.V., Nevinnyi N.N. Electronparamagnetic resonance of hydrogen in silicon // Physica B: Condensed Matter. 1991, V. 170, № 1–4, P. 155–167.
- Talanin V. I., Talanin I. E., Voronin A. A. // Can. J. Phys. 2007. V. 85, № 12, P.1459-1471.
- 4. Гольцов В.А., Циленко Н.А. // Физ. Хим. Материалов, 1983, №4, С.92 – 96.
- Брагинский А.П., Узенбаев Ф.Г. // Дефектоскопия, 1991, № 10, С.13 –20.
- Ульянов В.Л., Чернов И.П., Чахлов Б.В. // Стеклокерамика, 1992. № 10. С. 17–26.
- Vehoff H. // Applied Phys., 1996. Vol. 73. P. 214– 277.

### Перестройка электронной структуры на границе контакта металл-черный фосфор

Н.Н. Орлова<sup>1, \*</sup>, Н.С. Рышков<sup>1</sup>, А.А. Загитова<sup>1</sup>, В.И. Кулаков<sup>1</sup>, А.В. Тимонина<sup>1</sup>, Д.Н. Борисенко<sup>1</sup>, Н.Н. Колесников<sup>1</sup>, Э.В. Девятов<sup>1, §</sup>

1 Институт физики твердого тела РАН, ул. Академика Осипьяна, 2, Черноголовка, 142432

\*honna@issp.ac.ru, §dev@issp.ac.ru

Экспериментально исследован электронный транспорт на границе тонкого слоя монокристалла черного фосфора и металлического электрода. Наблюдается хорошо выраженный пик приводимости в нуле напряжения смещения и сильно асимметричный характер дифференциальной проводимости *dl/dV(V)* в зависимости от знака приложенного напряжения смещения. Две ветви *dl/dV(V)* отражают два разных предела поведения запрещённой зоны при приложении сильных электрических полей, что было ранее теоретически предсказано для поверхности чёрного фосфора. Такое заключение подтверждается сравнением полученных кривых с зависимостями дифференциальной проводимости *dl/dV(V)* широкозонного монокристалла GaSe и кристалла топологического полуметалла WTe<sub>2</sub> с нулевой шириной запрещенной зоны.

### Введение

Большой интерес к черному фосфору в настоящее время связан с значительным развитием исследований 2D материалов [1,2]. Трехмерный (3D) монокристалл черного фосфора имеет слоистую структуру и является полупроводником. Также как графен, черный фосфор с помощью стандартных методов эксфолиации может быть получен в виде пленок (флейков), состоящих из нескольких слоев или монослоя (фосфорен). Особенностью фосфорена является сильная перестройка ширины запрещенной зоны под действием растяжения [3,4] или при приложении перпендикулярного электрического поля [5,6], которая может приводить к фазовым переходам типа полупроводник – полуметалл и полупроводник - металл. Однако, монослои черного фосфора нестабильны и быстро окисляются при обычных условиях, что ограничивает их возможность применения, не смотря на уникальные свойства. Поэтому интерес привлекают также свойства объемных кристаллов и их поверхности. В частности, перестройка ширины запрещенной зоны была теоретически предсказана для объемного кристалла черного фосфора [7,8].

### Полученные результаты

В нашей работе экспериментально исследован электронный транспорт на границе тонкого слоя монокристалла черного фосфора и металлического электрода. Получены зависимости дифференциальной проводимости dI/dV(V) в широком интервале напряжений смещения от ±2B до ±30 В. Для отдельного интерфейса металл-чёрный фосфор, при подаче напряжения смещения, наблюдается сильно асимметричный характер дифференциальной проводимости в зависимости от знака напряжения смещения. Для такой системы в небольшом интервале напряжения смещения вблизи нуля (±1 В) наблюдается пик проводимости (рис.1a, б).

При увеличении напряжения смещения поведение dI/dV(V) зависит от знака напряжения. При одном знаке напряжения смещения величина дифференциальной проводимости падает до нулевого значения и не меняется, при напряжении смещения противоположного знака dI/dV(V) принимает конечное минимальное значение при напряжении -1В и возрастает при последующем увеличении напряжения. Сильное отличие в поведении дифференциальной проводимости при напряжении разного знака связано с изменением ширины запрещенной зоны на границе металл-черный фосфор под действием встроенного перпендикулярного электрического поля, эффект Штарка, которое предсказано теоретически [7][8]. Нулевое значение проводимости соответствует увеличению ширины запрещенной зоны, конечное значение проводимости при противоположном знаке напряжения смещения соответствует сужению запрещенной зоны. Это подтверждает также сравнение полученных кривых с зависимостями дифференциальной проводимости и сопротивления для слоистого кристалла GaSe с широкой запрещенной зоной и кристалла полуметалла WTe2 с практически нулевой шириной запрещенной зоны (рис.1а, левая и правая вставки). При дальнейшем увеличении напряжения рост проводимости объясняется разогревным эффектом и дрейфом вакансий в кристалле черного фосфора,

что невозможно при обратной полярности напряжения. Кроме того, на кривых дифференциальной проводимости вблизи нуля наблюдается гистерезис в зависимости от направления развертки по напряжению смещения. Гистерезис сохраняется на кривых релаксации дифференциальной проводимости при отключении напряжения смещения разной полярности (рис.1 б, вставка), что показывает необратимость изменения дифференциальной проводимости при перегреве. Такой эффект существования двух состояний проводимости (резистивных состояний), управляемых напряжением, представляет интерес для использования в устройствах памяти нейроморфных систем. [9]

Работа выполнена при частичной поддержке проекта РФФИ № 19-29-03021мк и госзадания.



**Рис. 1.** Зависимости дифференциальной проводимости dl/dV(V) слоистого монокристалла черного фосфора **a**) кривые dl/dV(V) для образца монокристалла черного фосфора для разных направлений развертки напряжения смещения (черная и синяя кривые, направления развертки указаны стрелками соответственно) в интервале ±15 В, во вставке слева – зависимость дифференциального сопротивления dV/dl(I) слоистого монокристалла полуметалла WTe<sub>2</sub>, на вставке справа – зависимость дифференциальной проводимости для слоистого монокристалла полупроводника GaSe **6**) кривые dl/dV(V) для аналогичного образца черного фосфора для разных направлений развертки напряжения в интервале ±30 В, во вставке справа – релаксационные кривые дифференциальной проводимости dl/dV(t) после сброса напряжения с ±30 В до 0

- Xu Y., Shi Z., Shi X., Zhang K., Zhang H.// Nanoscale, V. 11, 14491 (2019).
- Mu X., Wang J., Sun M. // Materials Today Phys., V. 8, 92 (2019).
- 3. Fei R., Yang L. // Nano Lett., V. 14, 2884 (2014).
- Elahi M., Khaliji K., Tabatabaei S.M., Pourfath M., Asgari R. // Phys. Rev. B, V. 91, 115412 (2015).
- Fei R., Faghaninia A., Soklaski R., Yan J.-A., Lo C., Yang L. // Nano Lett., V. 14, 6393 (2014).

- Das S., Zhang W., Demarteau M., Hoffmann A., Dubey M., Roelofs A. // Nano Lett., V. 14, 5733 (2014).
- Rudenko A.N., Yuan S., Katsnelson M.I. // Phys. Rev. B, V. 92, 085419 (2015).
- Yuan S., Van Veen E., Katsnelson M.I., Roldán R.// Phys. Rev. B, V. 93, 245433 (2016).
- Orlova N.N., Ryshkov N.S., Zagitova A.A., Kulakov V.I., Timonina A.V., Borisenko D.N., Kolesnikov N.N., Deviatov E.V. // Phys. Rev. B, V. 101, 235316 (2020).

# Влияние добавки хлорпентафторэтана в составе хлорсодержащей плазмы на скорость и характеристики профиля травления арсенида галлия

### А.И. Охапкин<sup>\*</sup>, С.А. Краев, В.М. Данильцев, О.И. Хрыкин, П.А. Юнин, М.Н. Дроздов

Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, д. 7, дер. Афонино Кстовского района Нижегородской области, 603087. \*andy-ohapkin@yandex.ru

В работе изучена зависимость скорости плазмохимического травления и шероховатости поверхности кратера арсенида галлия от концентрации хлорпентафторэтана в смеси с хлором. Показано, что незначительное содержание фреона в составе хлорсодержащей индуктивно-связанной плазмы приводит к многократному снижению скорости процесса и получению гладкой ровной поверхности GaAs. Повышение мощности ёмкостного разряда способствует развитию шероховатости, при этом скорость травления возрастает нелинейно.

### Введение

Формирование непланарных структур на основе арсенида галлия с вертикальными стенками представляет собой довольно сложную задачу. Одним из часто используемых методов является ICPRIE (Inductivity Coupling Plasma Reactive Ion Etching) [1] За счёт повышенной концентрации реакционных частиц в плазме удаётся поддерживать значительную скорость травления без существенного увеличения ёмкостной мощности (Radio Frequency Power, RF<sub>p</sub>).

Однако при этом необходима защита боковой поверхности образца от горизонтального растравливания, так как ICP-травление имеет изотропный характер. В качестве такой защитной добавки при травлении арсенида галлия используют трихлорид бора [2]. За счет формирования на стенках кратера хлорида диборана удается добиться весьма высокого аспектного соотношения. В роли подходящего реагента также может выступать хлорпентафторэтан ( $C_2F_5Cl$ ). Ранее авторами работы были предприняты первые попытки травления арсенида галлия в индуктивно-связанной плазме  $C_2F_5Cl$  в двух режимах с учетом пассивации поверхности продуктами распада реагента [3].

В данной работе исследовано влияние добавки  $C_2F_5Cl$  в составе хлорсодержащей плазмы на скорость травления и характеристики профиля арсенида галлия.

### Методика эксперимента

Перед травлением поверхность арсенида галлия была очищена от слоя оксида путем жидкостной обработки в соляной кислоте. Плазмохимическое травление выполнено на установке Oxford PlasmaLab 80 с источником индуктивно-связанной плазмы частотой 13.56 МГц. Использовали импульсный режим, сочетающий в себя стадии травления и бездействия системы. Мощность индуктивного разряда оставалась постоянной в течение всего эксперимента (290 Вт). Суммарный поток реагентов (Cl<sub>2</sub>+C<sub>2</sub>F<sub>5</sub>Cl) составил 60 см<sup>3</sup>/мин. Варьировалось содержание C<sub>2</sub>F<sub>5</sub>Cl (x) и RF<sub>p</sub>. Для предотвращения перегрева образец размещался на сапфировой подложке (расположенной на нижнем Al электроде), к которой снизу подавался газообразный гелий. Тепловой контакт обеспечивался вакуумной смазкой, её по окончании процесса удаляли промывкой в гексане. Топология поверхности сформирована фотолитографическим методом на установке SUSS MJB4. Скорость травления и характеристики профиля арсенида галлия изучены методом интерферометрии белого света (Talysurf CCI 2000).

### Результаты и обсуждение

В ходе работы выяснилось, что добавка незначительного количества хлорпентафторэтана в состав хлорсодержащей плазмы (при  $RF_p = 75$  BT) многократно уменьшает скорость травления арсенида галлия. Так использование 8.3 % C<sub>2</sub>F<sub>5</sub>Cl способствует снижению скорости процесса более чем в 20 раз (до 200 нм/мин) по сравнению с чистым хлором. Увеличение содержания хлорпентафторэтана до 33% приводит к уменьшению скорости травления еще в 2.5 раза. При дальнейшем повышении концентрации фреона начинает преобладать процесс пассивации, в результате которого образуется нелетучий GaF<sub>3</sub>, блокирующий доступ реакционных частиц к поверхности GaAs: Ga + 3F $\rightarrow$  GaF<sub>3</sub>.

Подтверждением этого служит тот факт, что, последовательное варьирование параметра х от 33 до 83 % никак не сказывалось на скорости травления, которая оставалась на уровне 80 нм/мин.

Следует отметить, что поверхность арсенида галлия после травления в плазме с x = 33% и выше была гладкой (рис. 1). В отличие от этого, при x =8.3 % шероховатость (S<sub>q</sub>) стала более значительной, а при использовании чистого хлора сформировалась сильноразвитая поверхность.



**Рис. 1.** Изображение с интерферометра белого света поверхности травления GaAs при x = 33% и RF<sub>p</sub> = 75 BT

Было изучено влияние мощности ёмкостного разряда на скорость травления GaAs (при x = 8.3 %). Увеличение RF<sub>p</sub> с 10 до 75 Вт приводит к 16 кратному приросту скорости процесса, в то время как на участке с 75 до 150 Вт, она увеличивается всего в 1.5 раза (до 300 нм/мин). Еще один заметный эффект, связанный с  $RF_{p}$ , проявляется в ухудшении поверхностных характеристик GaAs (при  $RF_{p} = 150$  Bt S<sub>q</sub> достигает десятков нм). По сравнению с этим, травление при 10 Bт характеризуется однородным гладким профилем (рис. 2).



**Рис. 2.** Изображение с интерферометра белого света профиля травления GaAs при RF<sub>p</sub> = 10 Bt и x = 8.3%

Работа поддержана стипендией Президента РФ для молодых ученых и аспирантов СП-2056.2021.3. Плазмохимическое травление и анализ полученного профиля арсенида галлия выполнены на оборудовании ЦКП ИФМ РАН «Физика и технология микро- и наноструктур».

- Vigneron P.B., Jointa F., Isac N., Colombelli R., Herth E. // Microelectronic Engineering, 202, 42-50 (2018).
- Охапкин А.И., Юнин П.А., Дроздов М.Н., Краев С.А., Скороходов Е.В., Шашкин В.И. // ФТП, Т. 52, В. 11, С. 1362-1365 (2018).

# Влияние несферичности kp гамильтониана на межподзонные переходы в напряженных квантовых ямах GaAs/InGaAs

### Н.В. Павлов\*, Г.Г. Зегря

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

#### \*pavlovnv@mail.ioffe.ru

В настоящей работе выполнен расчет коэффициента поглощения света тяжелыми дырками с переходом в спин-отщепленную зону в квантовых ямах GaAs/InGaAs для различных направлений поляризации падающего излучения в рамках 8-зонной *кр* модели с учетом упругих напряжений и несферичности *кр* гамильтониана. Показано, что для гетероструктуры GaAs/InGaAs максимальное поглощение будет наблюдаться при ширине квантовой ямы 4 – 6 nm.

### Введение

Одной из приоритетных задач современной оптоэлектроники является создание эффективных светоизлучающих устройств в ближнем и среднем инфракрасном диапазоне. Для решения данной задачи необходима разработка подробной микроскопической теории процессов внутризонного поглощения света свободными носителями заряда, которая позволила бы в аналитическом виде получить выражения для энергетических спектров и волновых функций носителей заряда, а также матричных элементов оптических переходов в рамках многозонной *kp* модели. В современной оптоэлектронике важную роль играют материалы на основе напряженных гетероструктур (ГС), например, соединения GaAs/InGaAs и GaSb/InAs. Особенностью данных ГС является значительное рассогласование слоев по параметру решетки, что приводит к существенным сдвигам краев энергетических зон. Отсюда вытекает интерес к решению описанной задачи для *kp* гамильтониана, записанного с учетом упругих напряжений.

Целью настоящей работы является получение аналитических выражений энергетических спектров и волновых функций носителей заряда в квантовой яме (КЯ) в приближении эффективной массы в рамках 8-зонной модели Кейна. Также целью данной работы является численный расчет на основе полученных выражений коэффициента поглощения света тяжелыми дырками с переходом в so-зону для напряженных квантовых ям (КЯ) GaAs/InGaAs, полученных в режиме метаморфного роста в направлении (100), с учетом несферичности *kp* гамильтониана. Используемый в данной работе гамильтониан представляет собой кейновский kp гамильтониан 8×8, с учетом квадратичных по k членов, в котором упругие напряжения учитывались согласно теории Бира-Пикуса [1].

### Основные соотношения

По аналогии с работой [2], можно переписать исходный гамильтониан в виде системы уравнений для компонент спиноров с *s*- и *p*-симметрией:

$$(E_C - E + A_{\varepsilon})u = -i\overline{k} \cdot \overline{v}$$
$$- E_1 v_j + i\delta[\overline{\sigma} \times \overline{v}] - 3\gamma_3 \hbar^2 (\overline{k} \cdot \overline{v})k_j / m_0 + 3(\gamma_3 - \gamma_2)\hbar^2 k_j^2 v_j / m_0 = iPk_i u$$

Здесь и и v – компоненты спинора огибающей волновой функции с s- и p-симметрией, индекс j про- $2\gamma_2)/2m_0$ ,  $E_C$  и  $E_V$  – значения энергии дна зоны проводимости и потолка валентной зоны, Р – кейновский матричный элемент, δ=Δ<sub>so</sub>/3 – константа спинорбитального расщепления,  $\gamma_1$ ,  $\gamma_2$ ,  $\gamma_3$  – обобщенные параметры Латтинжера,  $m_0$  - масса свободного электрона,  $\sigma = (\sigma_x, \sigma_y, \sigma_z)$  - матрицы Паули, *E* и *k* – энергия И волновой вектор частицы,  $P_{\varepsilon} = a_{v}(\varepsilon_{xx} + \varepsilon_{vv} + \varepsilon_{zz}),$  $Q_{\varepsilon} = (\varepsilon_{vv} + \varepsilon_{zz} - 2\varepsilon_{xx})b/2,$  $A_{\varepsilon}=a_{c}(\varepsilon_{xx}+\varepsilon_{yy}+\varepsilon_{zz})$ ,  $a_{c}$ ,  $a_{v}$ , b – константы деформационного потенциала,  $\varepsilon_{yy} = \varepsilon_{zz} = (a_0 - a_{\varepsilon})/a_{\varepsilon},$  $\varepsilon_{xx} = 2C_{12}\varepsilon_{vv}/C_{11}$ ,  $a_0$  и  $a_{\varepsilon}$  – значения постоянной решетки барьера и активного слоя,  $C_{11}$  и  $C_{12}$  – компоненты тензора упругих модулей.

Решение данной системы уравнений позволяет в аналитическом виде получить выражения для энер-

гетического спектра и волновых функций носителей заряда. Применив стандартные для данного подхода граничные условия на гетерогранице [2], можно найти энергетические уровни носителей заряда. Коэффициент поглощения для рассматриваемых оптических переходов можно найти из выражения:

$$\alpha = c / n \omega a A_0^2 \times \int q dq \times$$
$$\int d\varphi |M_{if}|^2 f(E_i)(1 - f(E_j)) \delta(E_i - E_f - \hbar \omega),$$

где индексы i и f обозначают начальное и конечное состояние тяжелой дырки, c – скорость света, n –

показатель преломления, a – ширина КЯ,  $A_0$  – амплитуда векторного потенциала, q – компонента волнового вектора дырки в плоскости КЯ,  $\varphi$  – полярный угол в плоскости КЯ, M – оптический матричный элемент, f – функция распределения Ферми-Дирака,  $\delta$  – дельта-функция Дирака.

### Результаты

На рис. 1 показана зависимость коэффициента поглощения света тяжелыми дырками с переходом в спектр локализованных (а) и делокализованных (б) состояний so-дырок от энергии оптического перехода.



Рис. 1. Зависимость коэффициента поглощения излучения тяжелыми дырками с переходом в спектр локализованных (а) и делокализованных (б) состояний so-дырок от энергии оптического перехода в гетероструктуре InGaAs/GaAs при ширине КЯ *a*=5 нм и массовой доле индия *y*=0.3. Сплошной и пунктирной линией показаны результаты расчета для TE-поляризованной световой волны без учета и с учетом несферичности и упругих напряжений, соответственно, штриховой и штрихпунктирной - аналогичные результаты для TM-поляризованной световой волны

Из рисунков видно, что в отличие от аналогичных результатов для ГС AlSb/InAsSb и InGaAsP/InP [3] поглощение с переходом в спектр делокализованных состояний so-дырок является более сильным, чем с переходом в спектр локализованных состояний. Данный факт можно объяснить тем, что для InGaAs/GaAs яма для so-дырок является очень мелкой, и они локализованы слабо, в отличие от ГС AlSb/InAsSb и InGaAsP/InP, где яма для so-дырок является достаточно глубокой. Также видно, что для обоих случаев коэффициент поглощения для TE-поляризованной волны значительно больше, чем для TM-поляризованной волны. Учет упругих напряжений и несферичности приводит к уменьшению поглощения с переходом в спектр делока-

лизованных состояний so-дырок для обеих поляризаций падающего излучения. Для переходов в спектр локализованных состояний учет упругих напряжений и несферичности приводит к увеличению коэффициента поглощения для TM-поляризации и к уменьшению для TE-поляризации.

- Liu G., Chuang S.L. // Physical Review B, V. 65, 165220 (2002).
- Polkovnikov A.S., Zegrya G.G. // Physical Review B, V. 58, 4039 (1998).
- Павлов Н.В., Зегря А.Г., Зегря Г.Г., Бугров В.Е. // ФТП, т. 52, с. 207 (2018).

# Поперечный эффект Нернста-Эттинсгаузена в двумерном электронном газе двоякопериодической сверхрешетки

### А.А. Перов<sup>\*</sup>, П.В. Пикунов, Е.А. Морозова

Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского, пр. Гагарина, д. 23, Нижний Новгород, 603950

#### \*wkb@inbox.ru

В одноэлектронном приближении во внешнем магнитном поле при наличии градиента температуры рассчитана поверхностная плотность тока носителей заряда в "холловском" направлении в двумерных двоякопериодических полупроводниковых сверхрешетках. Магнитное поле полагалось постоянным однородным, приложенным перпендикулярно плоскости электронного газа. В результате совместного решения уравнения Шредингера и кинетического уравнения Больцмана показано, что зависимости плотности поперечного тока от температуры и модуля градиента температуры имеют существенно нелинейный характер, присутствуют участки с отрицательной дифференциальной проводимостью. Зависимость времени релаксации от квазиимпульса электрона учтена в модели феноменологически через закон дисперсии носителей в магнитных подзонах Ландау. Рассмотрен случай неравновероятного рассеяния электрона на примесях и фононах, когда примесное рассеяние является преобладающим.

### Введение

Известно, что магнитное поле квантует поперечное движение заряженной частицы, а поле кристаллической решетки приводит к образованию энергетических зон. В результате в зонах проводимости и в валентной зоне полупроводников в магнитном поле формируются «лестницы» уровней Ландау. В действительности, как показывают результаты первых теоретических работ, выполненных в середине прошлого столетия [1,2], уровни Ландау в кристаллах уширяются в зоны экспоненциально малой ширины. Причиной тому является снятие вырождения состояний в магнитном поле по центру орбиты вследствие взаимодействия заряженной частицы с электростатическим периодическим полем кристалла.

Предметом нашего 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. В присутствие градиента температуры в плоскости гетероперехода в направлении, перпендикулярном магнитному полю и  $\vec{\nabla}T$  возникает поверхностный термомагнитный ток.

### Теоретическая модель и метод расчета

Гамильтониан, описывающий квантовомеханическое движение электрона в рассматриваемой системе, имеет вид:

$$H = H_0 + V_0 (\cos 2\pi x/a + \cos 2\pi y/a), \quad (1)$$

где  $V_0$  — амплитуда периодического потенциала сверхрешетки ( $V_0 = 1$  мэВ),  $H_0$  — гамильтониан электрона в постоянном однородном магнитном поле.



Рис. 1. Модель гетероперехода со сверхрешеткой

Предполагается заполненным низший уровень размерного квантования  $E_1$  в области гетероперехода. Магнитное поле таково, что реализуется случай рационального значения числа квантов магнитного потока через элементарную ячейку сверхрешетки  $\Phi/\Phi_0 = eHa^2/2\pi\hbar c = p/q = 4/1.$  Эффективная масса  $m^*$  электрона в GaAs взята равной 0.067  $m_e$ , период решетки a = 50 нм. Уровень Ферми таков, что заполнена низшая магнитная подзона Ландау. Это соответствует концентрациям носителей порядка  $n = 10^{11}$  см<sup>-2</sup>.

Расчетам поверхностной плотности термомагнитного поперечного тока (в *у* – направлении)

$$j_y = (2e/h^3) \int v_y f(\vec{p}) \, dp_x dp_y$$
 (2)

в низшей магнитной подзоне Ландау предшествовало численное решение однородного кинетического уравнения Больцмана в релаксационном приближении ( $\tau > 2\pi\hbar/kT$ ). Зависимость времени релаксации от квазиимпульса электрона учтена в модели феноменологически через закон дисперсии носителей  $\varepsilon(\vec{p})$  в магнитных подзонах Ландау [3]:  $\tau(\vec{p}) = \tau_0(\varepsilon(\vec{p})/kT)^{r-0.5}, \tau_0 = 10^{-10}$ с. Рассмотрен случай неравновероятного рассеяния электрона на примесях и фононах при факторе рассеяния r = 1(преобладает примесное рассеяние). Градиент температуры выбран в модели не зависящим от какихлибо параметров системы:  $(\nabla T)_x = \zeta$ .

На рис. 2,3 представлены результаты расчетов упроекции поверхностной плотности тока в изучаемой модельной структуре в зависимости от величины градиента температуры (рис.2) и от температуры электронного газа (рис.3) при значении  $\zeta$ , отвечающем максимуму *j*<sub>v</sub> на предыдущем рисунке. Начальный линейный рост функции  $j_{\nu}(\zeta)$  сменяется участком ее убывания, плотность термомагнитного тока имеет максимум (рис.2). По мере возрастания величины градиента температуры функция распределения меняется таким образом, что вклад в (2) от состояний носителей с положительной проекцией скорости в подзоне Ландау возрастает. Это приводит к увеличению значения  $j_{\nu}(\zeta)$ . При дальнейшем возрастании модуля градиента функция распределения носителей по импульсам "стремится" равновелико учесть вклад в ток от состояний как с положительной, так и отрицательной у-проекцией скорости. Имеет место участок с отрицательной дифференциальной проводимостью. Кроме того, возрастает вклад в ток от состояний носителей с отрицательной эффективной массой в магнитной подзоне.

На рис. 3 положение пика плотности тока от температуры в точности таково, что соответствует ширине магнитной подзоны Ландау. Начальный участок нелинейный (функция распределения мало отличается от равновесной), а последующее убывание функции связано с возрастанием доли состояний носителей в подзоне, имеющих отрицательную эффективную массу.



Рис. 2. Зависимость у-проекции поверхностной плотности тока от величины градиента температуры при T=2.5 К



Рис. 3. Зависимость у-проекции поверхностной плотности тока от величины температуры при ζ=0.278 К/см

Работа поддержана Министерством науки и высшего образования РФ в рамках госзадания № 0729-2020-0058.

- 1. Harper P.G. // Proc. Phys. Soc., M. 68, 874 (1955).
- Butler F.A., Brown E.// Phys. Rev. B 166, 630 (1968).
- 3. Цидильковский И.М. Термомагнитные явления в полупроводниках. – М.: Наука, 1960, 396 с.

# Рост гетероструктур с InAs/GaP квантовыми ямами на кремниевой подложке методом молекулярно-лучевой эпитаксии

М.О. Петрушков<sup>\*1</sup>, Д.С. Абрамкин<sup>1,2</sup>, Е.А. Емельянов<sup>1</sup>, А.В. Ненашев<sup>1,2</sup>, М.Ю. Есин<sup>1</sup>, А.В. Васев<sup>1</sup>, М.А. Путято<sup>1</sup>, Д.Б. Богомолов<sup>1</sup>, А.К. Гутаковский<sup>1,2</sup>, В.В. Преображенский<sup>1</sup>

1 Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова СО РАН, пр. Академика Лаврентьева, 13, Новосибирск, 630090

2 Новосибирский государственный университет, ул. Пирогова, 2, Новосибирск, 630090

\*maikdi@isp.nsc.ru

Показано формирование напряжённой In<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>As<sub>y</sub>P<sub>1-y</sub>/GaP квантовой ямы (КЯ), при осаждении InAs на поверхность эпитаксиального слоя GaP/Si с развитым рельефом поверхности. Обнаружено формирование двух различных сегментов КЯ, отличающихся толщиной и составом твердого раствора In<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>As<sub>y</sub>P<sub>1-y</sub>, при этом увеличение толщины КЯ сопровождается снижением содержания атомов In и As. Латеральные размеры сегментов КЯ составляют не менее 20 нм. Сегментам КЯ соответствуют две различных полосы низкотемпературной люминесценции. Наблюдаемые явления объяснены в рамках предположения о перестройке поверхности под действием упругих деформаций при гетероэпитаксии InAs на террасированной поверхности GaP.

### Введение

оптоэлектронных интеграция Монолитная устройств, создаваемых на базе материалов А<sup>III</sup>В<sup>V</sup>, в кремниевые микросхемы позволит совершить качественный технологический скачок в области передачи и обработки информации [1]. Одним из самых перспективных материалов с точки зрения интеграции А<sup>Ш</sup>В<sup>V</sup> структур в кремниевые устройства является GaP, практически согласованный с Si по постоянной решётки. Несмотря на сложившееся достаточно полное понимание особенностей формирования, строения и электронного спектра GaAs/GaP [2] и InGaAs/GaP [3], сформированных на согласованных подложках GaP, имеется ограниченное число работ, посвящённых формированию таких структур на Si подложках. Так в работе [4] сообщается о получении InGaAs/GaP/Si гетероструктур с КТ, излучающих при комнатной температуре, а в работе [5] GaAs/GaP/Si гетероструктур с КЯ, сравнимых по эффективности низкотемпературной люминесценции с аналогичными структурами, выращенными на согласованной GaP подложке. Особенности процессов формирования и кристаллического строения таких гетероструктур, обусловленные ростом на искусственных GaP/Si подложках, в литературе практически не обсуждаются. В данной работе рассматривается формирование и строение InAs/GaP гетероструктур, выращенных методом молекулярно-лучевой эпитаксии (МЛЭ) на кремниевых подложках.

### Рост гетероструктур

Гетероструктуры InAs/GaP/Si выращивались методом МЛЭ на модернизированной установке «Штат», оборудованной вентильными источниками молекул As<sub>2</sub> и P<sub>2</sub> с зонами крекинга и тигельными источниками Ga, In и Si. Рост буферных слоёв GaP/Si толщиной 500 нм проходил на Si подложках ориентации (001), отклонённых на 6° в направлении [110]. Процедура роста буферного слоя GaP/Si подробно рассмотрена в [5]. Гетероструктуры выращивались путём осаждения InAs в количестве, эквивалентному 2 монослоям (МС) вещества, со скоростью 0.2 МС/с при температуре подложки 520°С. Сразу же после осаждения InAs структура наращивался 50 нм слой GaP при той же температуре подложки.

#### Результаты и обсуждение

Исследования морфологии поверхности GaP/Si искусственных подложек методом атомно-силовой микроскопии показали, что поверхность GaP характеризуется развитым рельефом. Латеральные размеры особенностей рельефа составляют 15-70 нм, а вертикальные 4-7 нм. Строение полученных гетероструктур исследовано методом просвечивающей электронной микроскопии (ПЭМ). Показано формирование псевдоморфно напряжённой квантовой ямы (КЯ) и отсутствие формирования самоорганизованных квантовых точек.



Рис. 1. Карта распределения межплоскостного расстояния (002) на поперечном срезе ПЭМ изображения InAs/GaP гетероструктуры. На боковых вставках представлены зависимости межплоскостного расстояния на участках 1 и 2 от координаты вдоль оси роста

Анализ ПЭМ изображений методом геометрической фазы позволил построить карту распределения межплоскостного расстояния (002), которая представлена на рис. 1. Видно, что КЯ состоит из участков двух типов, имеющих различную толщину (1.4 и 4.5 нм) и латеральные размеры не менее 20 нм. Как видно, толщина КЯ заметно превосходит номинальную толщину осаждения InAs, что указывает на формирование КЯ из четверного твердого раствора In<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>As<sub>y</sub>P<sub>1-y</sub>. Опираясь на линейный закон Вегарда для постоянной решётки твердого раствора и условие согласования параметров решётки напряжённой КЯ и GaP матрицы, мы рассчитали возможные значения состава твёрдого раствора х и у, которые представлены синей и красной линиями на рис. 2(b).

Проведены измерения спектров стационарной фотолюминесценции (ФЛ) InAs/GaP гетероструктур с КЯ в режиме нерезонансного возбуждения излучением длиной волны 405 нм при гелиевых температурах. Спектр ФЛ представлен на рис. 2 (а).



Рис. 2. (а) Спектр стационарной низкотемпературной ФЛ InAs/GaP структуры с КЯ. На вставке – зависимость спектрального смещения полос ФЛ КЯ от *P*<sub>ех</sub>. (b) Возможные значения состава твердого раствора, из которого состоят участки КЯ

Как видно из рисунка, спектр ФЛ состоит из двух полос («1» и «2»), которые мы связываем с рекомбинацией в КЯ. С ростом плотности мощности возбуждения (Pex) происходит логарифмическое спектральное смещение этих полос в высокоэнергетическую часть спектра (вставка к рис. 2(а)), связанное с заполнением энергетических «хвостов» плотности состояний [6]. При этом полоса «1» демонстрирует более сильное смещение, чем полоса «2». Проведены расчёты энергии оптического перехода In<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>As<sub>y</sub>P<sub>1-y</sub>/GaP КЯ для возможных составов x и у. Сопоставление расчётов с данными ФЛ позволило уточнить возможные значения состава твердого раствора (обозначены заштрихованными прямоугольниками на рис. 2 (b)). Более сильное смещение полосы ФЛ «1» по сравнению с «2», позволяет связать полосу ФЛ «1» с более узким участком КЯ, в виду большей протяжённости «хвостов» плотности состояний.

Таким образом, продемонстрирована возможность формирования псевдоморфно напряжённой In-GaAsP/GaP КЯ на GaP/Si слоях. КЯ характеризуется двумя типами участков различной толщины и состава, которым соответствуют различные полосы ФЛ. Изменение параметров КЯ мы объясняем в рамках предположения о перестройке поверхности под действием упругих деформаций при росте InAs на террасированной поверхности GaP [7].

Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ и Министерство науки и инновационной политики Новосибирской области в рамках научного проекта № 19-42-543009.

- 1. Sun Chen et al. // Nature 528, 534 (2015);
- Abramkin D.S. *et al.* // J. Appl. Phys. 112, 083713 (2012);
- 3. Robert C. et al. // Phys. Rev. B 94, 075445 (2016);
- Song Yuncheng *et al.* // Appl. Phys. Lett. 103, 141906 (2013);
- 5. Абрамкин Д.С. *и др.* ФТП 53 (9), 1167 (2019).
- Abramkin D.S., Gutakovskii A.K., Shamirzaev T.S. // J. of Appl. Phys 123, 115701 (2018);
- 7. Venezuela P. et al. // Nature 397, 678 (1999).

### Экспериментальное исследование экситонов в двумерных гетероструктурах MoS<sub>2</sub>\WS<sub>2</sub> методом фотолюминесцентной спектроскопии

### Н.Ю. Пименов<sup>1,\*</sup>, А.Ю. Авдижиян<sup>1</sup>, С.Д. Лавров<sup>1</sup>, К.А. Брехов<sup>1</sup>

<sup>1</sup> Российский технологический университет МИРЭА, Проспект Вернадского, д. 78, Москва, 119454.

\*nikitapimenov13@gmail.com

В работе представлены экспериментально полученные фотолюминесцентные спектры бислойных гетероструктур MoS<sub>2</sub>\WS<sub>2</sub> при температурах 300 К и 80 К. При понижении температуры наблюдается сдвиг максимумов фотолюминесцентных спектров, характерных для А-экситонов монослойных дисульфида молибдена MoS<sub>2</sub> и дисульфида вольфрама WS<sub>2</sub>, в высокоэнергетическую область. Показано, что мощность падающего излучения не оказывает влияния на положение максимумов фотолюминесцентных спектров.

### Введение

Двумерные дихалькогениды переходных металлов (ДПМ) представляют из себя структуру вида МХ<sub>2</sub>, где М – переходный металл (например, Мо или W), а X – халькоген (S, Se). Интересной особенностью двумерных ДПМ является переход к прямой запрещенной зоне, находящейся в видимом спектральном диапазоне [1], в отличие от непрямозонного перехода в объемных структурах. Благодаря своим уникальным свойствам двумерные ДПМ являются перспективными материалами в современных нано- и оптоэлектронных устройствах, таких как двумерные транзисторы, фотодетекторы, солнечные элементы, фототранзисторы и др. [2]. В настоящее время помимо монослойных ДПМ активно ведется исследование двумерных гетероструктур, представляющих из себя два монослоя ДПМ различного состава  $MoS_2 \setminus WS_2$ или MoSe<sub>2</sub>\WS<sub>2</sub>) [3]. (например, Физические эффекты, возникающие в гетероструктурах ДПМ, такие как межслойный экситон, позволяют расширить спектральный диапазон устройств на основе данных материалов.

В настоящей работе проведены экспериментальные исследования экситонных состояний двумерной гетероструктуры MoS<sub>2</sub>\WS<sub>2</sub> при температурах 300 К и 80 К. Понижение температуры позволяет снизить уровень шума и повысить эффективность генерации в исследуемой гетероструктуре.

### Методика эксперимента

Исследуемая гетероструктура MoS<sub>2</sub>\WS<sub>2</sub> была получена методом химического осаждения из газовой фазы на сапфировой подложке.

Образцы были исследованы методом фотолюминесцентной микроскопии. Образец облучается светом в видимом диапазоне, после чего падающие на него фотоны, возбуждают электроны, что приводит к переходу электронов из валентной зоны в зону проводимости. В результате рекомбинации электронов с дырками на границе зоны проводимости или других незаполненных уровнях энергии, электроны испускают фотоны с энергией равной или меньшей, чем энергия поглощенного фотона.

На рис. 1 изображена схема экспериментальной установки. Непрерывный лазерный луч с длиной волны 532 нм при помощи системы зеркал направляется на объектив, после которого фокусируется на образце, расположенном в камере криостата. Под действием падающего излучения образец испускает излучение в определенном диапазоне. спектральном Данное излучение проходит через систему полупрозрачных зеркал, NOTCH фильтр, блокирующий излучение лазера накачки, и попадает на монохроматор, а затем на фотоэлектронный умножитель (ФЭУ). Обработка полученных данных происходит на компьютере в программной среде LabVIEW.



Рис. 1. Схема установки для проведения фотолюминесцентной микроскопии

### Результаты и обсуждение

Для поиска подходящей области в которой монослои  $MoS_2$  и  $WS_2$  пересекаются между собой и образуют гетероструктуру, были построены фотолюминесцентные изображения участка образца при длинах волн 606 нм и 622 нм, характерных для А-экситонов  $WS_2$  и  $MoS_2$  при температуре 80 К. Полученные изображения приведены на рис. 2. Красным кругом обведена область, в которой интенсивность излучения на обеих длинах волн максимальна, что говорит о том, что на данном участке находится гетероструктура  $MoS_2 WS_2$ .



Рис. 2. Фотолюминесцентные изображения, выполненные при температуре 80 К, выполненные для а) 606 нм и б) 622 нм

На рис. 3 приведен фотолюминесцентный спектр гетероструктуры MoS<sub>2</sub>\WS<sub>2</sub> для температур 300 К и 80 К.



Рис. 3. Фотолюминесцентный спектр бислойной гетероструктуры MoS<sub>2</sub>WS<sub>2</sub> при температурах 300 К и 80 К

На спектре, полученном при температуре 300 К, наблюдается пик, характерный для А-экситона монослоя WS<sub>2</sub> на длине волны 618 нм. Так как в исследуемой структуре эффективность генерации WS<sub>2</sub> намного больше, чем у MoS<sub>2</sub>, максимум, характерный для MoS<sub>2</sub> (665 нм) сопоставим с уровнем шума. Со снижением температуры до 80 К происходит повышение эффективности генерации и снижение уровня шума, вследствие чего становится возможным наблюдение максимума для монослоя MoS<sub>2</sub> с учетом его сдвига в область более высоких энергий (625 нм). Для WS<sub>2</sub> при 80 К максимум генерации наблюдается на длине волны 605 нм. Кроме того, со снижением температуры на длине волны 594 нм становится заметен пик, характерный для триона. На участке образца, где при температуре 80 К преобладает генерация MoS<sub>2</sub> влияния мощности падающего для оценки излучения на положение максимумов пиков проведены измерения для мощностей в диапазоне от 0,4 мВт до 1,4 мВт. Полученные результаты представлены на рис. 4.



Рис. 4. Фотолюминесцентные спектры бислойной гетероструктуры MoS<sub>2</sub>\WS<sub>2</sub> при температуре 80 К, выполненные при разных мощностях

Видно, что с ростом мощности падающего излучения линейно возрастает интенсивность фотолюминесценции. Также мощность не оказывает влияния на положение характерных максимумов.

Работа выполнена при поддержке гранта РНФ 19-72-10165.

- Splendiani A. *et al.* // Nano Lett. 2010. Vol. 10, № 4. P. 1271–1275.
- Choi W. *et al.* // Mater. Today. 2017. Vol. 20, № 3. P. 116–130.
- 3. Rivera P., Schaibley J., Jones A. *et al.* // Nat. Commun. 6, 6242 (2015).
# Особенности анодного оксида, формируемого анодированием алюминия в водных растворах хелатных комплексных соединений цинка и кобальта

# А.А. Позняк<sup>1, \*</sup>, G.H. Knörnschild<sup>2, §</sup>, А.Н. Плиговка<sup>1</sup>, Т.Д. Ларин<sup>1</sup>

<sup>1</sup> Белорусский государственный университет информатики и радиоэлектроники, ул. П. Бровки, 6, Минск, Республика Беларусь, 220013.

<sup>2</sup> Universidade Federal do Rio Grande do Sul (UFRGS), Av. Bento Gonçalves 9500, 91501970 Porto Alegre - RS - Brasil.

\*poznyak@bsuir.by, §Gerhard.Hans@ufrgs.br

В результате исследования процесса анодирования алюминия (99,999%) в гальваностатическом режиме в водных растворах K<sub>2</sub>[Zn(edta)] и K<sub>3</sub>[Co(C<sub>2</sub>O<sub>4</sub>)<sub>3</sub>] обнаружены периодические осцилляции анодного напряжения. Показано, что морфология оксидной плёнки и её ИК спектроскопические и фотолюминесцентные свойства зависит от ориентации поверхности анода относительно катода. Обнаружены существенные отличия морфологии и оптических свойств сформированных оксидных плёнок от получаемых в сходных условиях, но в традиционных кислотных электролитах.

### Введение

Морфология, состав и кинетические особенности анодирования алюминия (Al) в традиционных кислотных электролитах, растворах солей щелочных металлов и их смесях достаточно хорошо изучены. В то же время, интересным с многих точек зрения представляется изучение как самого процесса, так состава и свойств оксидных плёнок, получаемых при анодировании Al в электролитах, содержащих комплексные соединения переходных металлов.

В данной работе исследовано анодирование Al (99,999%) в гальваностатическом (ГСт) режиме в широком интервале плотностей анодного тока  $(1.5 - 110 \text{ мA} \cdot \text{сm}^{-2})$  в водных растворах K<sub>2</sub>[Zn(*edta*)] (0,5 M) и K<sub>3</sub>[Co(C<sub>2</sub>O<sub>4</sub>)<sub>3</sub>] (1.1 и 1.9 M), а также морфология, элементный состав и оптические свойства сформированных оксидных плёнок (ОП) Al.

### Методика эксперимента

В работе был использован Al (99,999%) производства Aldrich Chemical Company; анодируемая площадь составляла порядка единиц см<sup>2</sup>, менисковую область защищали барьерным оксидом, формируемым в 1% лимонной кислоте. Анодирование осуществляли в ГСт режиме ( $j_a = const$ ) в стеклянной электрохимической ячейке с плоским платиновым катодом сравнимой с анодом площади; анод и катод были расположены вертикально и параллельно друг другу, при этом одна сторона анода была ориентирована к катоду, другая – в противоположную сторону.

Для приготовления электролитов анодирования были синтезированы комплексы состава  $K_2[Zn(edta)]$  и  $K_3[Co(C_2O_4)_3]$ . Методики приготовления комплексных соединений принципиально одинаковы. Вначале происходило осаждение гидроксида металла из раствора его сульфата с помощью КОН, после отделения и тщательной промывки гидроксида соответствующего металла его при интенсивном перемешивании растворяли в заранее приготовленном растворе  $K_2H_2(edta)$  либо в растворе щавелевой кислоты.

# Результаты и обсуждение

При анодировании Al в исследованных электролитах был обнаружен феномен периодической осцилляции напряжения [1]. Характер кинетик анодирования (зависимостей анодного напряжения от времени) в обоих электролитах был сходным, но кинетика анодирования в растворе K<sub>3</sub>[Co(C<sub>2</sub>O<sub>4</sub>)<sub>3</sub>] отличалась меньшей амплитудой колебаний напряжения и не столь отчётливо выраженной их перио-ОΠ, дичностью. полученные в растворах K<sub>2</sub>[Zn(edta)], окрашены в чёрный цвет и практически полностью поглощают в ИК диапазоне, а сформированные в 1,9 M растворе  $K_3[Co(C_2O_4)_3]$ , имели голубоватую окраску с разбросанными по поверхности жёлтыми выпуклыми образованиями (рис. 1а, б, в).

Размеры и поверхностная плотность таких образований в любом из электролитов зависела от плотности тока и ориентации поверхности анода, что свидетельствует о низкой рассеивающей способности исследованных электролитов. Выпуклостей всегда оказывалось больше на стороне, обращённой к аноду, их количество возрастало с увеличением *j*<sub>a</sub> и продолжительности анодирования вплоть до срастания.

На рис. 1г показаны ИК спектры пропускания ОП, изображённых на рис. 1б и 1в. Анализ полос поглощения показывает, что сформированные ОП отличаются существенным количеством сорбированной и химически связанной воды и присутствием фаз гидраргиллита и бёмита на фоне практически полного отсутствия негидратированного оксида алюминия, что отличает их от обычных ОП.

Анализ спектров фотолюминесценции ОП, полученных в растворах  $K_2[Zn(edta)]$  не выявил существенных отличий от аналогичных спектров обычных ОП, но фотолюминесцентные свойства ОП, сформированных в растворе  $K_3[Co(C_2O_4)_3]$  вновь продемонстрировали заметные особенности, выражающиеся в значительном изменении формы колокола спектра люминесценции, и также их зависимость от ориентации относительно катода.



**Рис. 1.** Электронно-микроскопическое (а) и оптические (б, в) изображения поверхности ОП, сформированных в растворе K<sub>3</sub>[Co(C<sub>2</sub>O<sub>4</sub>)<sub>3</sub>] при плотности тока 50 мА·см<sup>-2</sup> (сторона образца, обращённая к катоду), при плотности тока 110 мА·см<sup>-2</sup> (стороны, обращённые от катода и к катоду), соответственно, и ИК спектры пропускания ОП, представленных на рис. 16 и в (кривые 1 и 2 соответственно (г))

# Выводы

Исследование анодирования Al (99,999%) в ГСт режиме в водных растворах  $K_2[Zn(edta)]$ и  $K_3[Co(C_2O_4)_3]$  выявило наличие периодических осцилляций анодного напряжения. Обнаружено, что морфология ОП и её ИК спектроскопические и фотолюминесцентные свойства зависят от ориентации анода относительно катода. Обнаружены существенные отличия морфологии оптических свойств сформированных ОП от получаемых в сходных условиях, но в традиционных кислотных электролитах.

### Литература

 Позняк А.А. Особенности плёнок анодного оксида алюминия, формируемого электрохимическим анодированием в водных растворах, содержащих хелатные комплексные соединения цинка и кобальта [Электронный ресурс]. – Режим доступа – https://nanosymp.ru/conf Uploads/pdf/Poznyak\_AA\_5fa7f027e87b02.2823198 8.pdf. — Дата доступа: 01.01.2021.

# Усиление терагерцового излучения в графене с пространственной дисперсией при малых скоростях дрейфа носителей заряда

# О.В. Полищук<sup>1\*</sup>, Д.В. Фатеев<sup>1,2</sup>, В.В. Попов<sup>1</sup>

1 Саратовский филиал Института радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН, ул. Зеленая, 38, Саратов, 410019

<sup>2</sup> Саратовский государственный университет, ул. Астраханская, 83, Саратов, 410012.

\*polischuk.sfire@mail.ru

В данной работе рассматривается влияние дрейфа носителей заряда на спектр поглощения / усиления ТГц излучения в графене с пространственной дисперсией. Спектры поглощения / усиления ТГц излучения в периодически экранированном металлической решеткой графене со смещенным уровнем Ферми рассчитаны с использованием самосогласованного электродинамического подхода и гидродинамического описания электронной жидкости, в зависимости от соотношения величин скорости дрейфа носителей заряда в графене и фазовой скорости плазмона.

#### Введение

Графен является природным материалом с нулевой запрещенной зоной и чрезвычайно высокой подвижностью носителей заряда, а возможность электрически управлять свойствами носителей заряда в графене делает его перспективным для терагерцовых (ТГц) и оптоэлектронных применений, например, как среды усиления для ТГц лазеров [1], которые могут работать при комнатной температуре.

В нижней части ТГц спектра вместо кинетической модели транспорта электронов в графене может быть использовано гидродинамическое описание электронной жидкости [2].

Это объясняется тем, что частота быстрых электрон-электронных столкновений составляет величину порядка 5 ТГц и является доминирующей частотой в системе, согласно как экспериментальным [3], так и теоретическим оценкам с использованием микроскопической теории [4].

### Теоретическая модель

В данной работе рассматривается влияние дрейфа носителей заряда на спектр поглощения/усиления ТГц излучения в графене. Спектры поглощения/ усиления ТГц излучения в периодически экранированном металлической решеткой графене (см рис. 1) со смещенным уровнем Ферми  $E_F$  рассчитаны с использованием самосогласованного электродинамического подхода и гидродинамического описания дираковской жидкости.



**Рис. 1.** Схематическое изображение нескольких периодов исследуемой структуры и система координат. Постоянный электрический ток течет в графене поперек металлических полосок, вдоль оси *х*. Диэлектрическая постоянная окружающих сред  $\varepsilon_{a,s} = 1$ , диэлектрического барьерного слоя толщиной *d*,  $\varepsilon_b = 11.7$ 

Отклик структуры учитывается в виде нелокальной комплексной динамической графеновой проводимости  $\sigma_{Gr}(\omega,q)$  [5–7], полученной с учетом давления электронной жидкости, постоянного электрического поля в графене и адиабатического процесса распространения волн:

$$\sigma_{Gr}(\omega,q) =$$

$$= ie^{2}n\omega(1-\beta^{2})v_{F} / E_{F} \times [(1-\beta^{2})(\omega-qu)-3\beta^{2}i\gamma/2] / / \{q^{2}v_{F}^{2}/2 \times qu(1-2\beta^{2})+\omega^{2}(\omega+i\gamma)(1-\beta^{2}/2)+ + q^{2}v_{F}^{2}/2 \times [\beta^{2}(3i\gamma+4\omega)-\omega] - - qu\omega[\beta^{2}(i\gamma-\omega/2)+(i\gamma5/2+2\omega)]\},$$

где  $n = E_F^2 v_F / 4\pi\hbar / (1-\beta^2)^{3/2}$ ,  $\omega$  – круговая частота, q – волновой вектор,  $\hbar$  – приведенная постоянная Планка,  $\beta = u / v_F$ , u и  $v_F$  – скорость дрейфа и скорость Ферми носителей заряда в графене.

# Результаты и обсуждение

Численно рассчитаны режимы поглощения / усиления ТГц излучения в зависимости от величины протекающего в графене постоянного электрического тока (рис. 2). Поглощение ТГц излучения вызвано преимущественно внутризонными процессами в графене, описываемыми феноменологической скоростью рассеяния носителей заряда  $\gamma = 10^{13} \text{ c}^{-1}$ . Усиление ТГц излучения происходит по черенковскому механизму. Учет давления электронной жидкости приводит к «размыванию» пороговой величины скорости дрейфа электронов, необходимой для достижения усиления.

При противоположном направлении скорости дрейфа электронов получим полностью симметричное решение.



**Рис. 2.** Области положительных (синий цвет) и отрицательных (красный цвет) значений действительной части проводимости графена в зависимости от скорости дрейфа носителей заряда и волнового числа плазмона при *ω*/2*π* = 0.5 ТГц (а). Спектр поглощения ТГц излучения в зависимости от скорости дрейфа носителей заряда и ТГц частоты (б)

Показано, что область усиления ТГц излучения в графене (и, соответственно, область отрицательных значений действительной части проводимости графена) с большими диссипативными потерями, с феноменологической скоростью рассеяния носителей заряда 10<sup>13</sup> с<sup>-1</sup>, находится при малых значениях величины скорости дрейфа электронов, гораздо меньших скорости Ферми (см рис. 2а, б). Расчеты проводились для величины энергии Ферми в графене равной 75 мэВ. Период металлической решетки 850 нм, ширина металлической полоски 800 нм, толщина барьерного слоя между графеном и решеткой 5 нм. Величина затухания/усиления ТГц излучения в графене может варьироваться как за счет изменения скорости рассеяния носителей заряда, так и за счет изменения величины скорости дрейфа носителей заряда в графене.

Работа выполнена при поддержке гранта РНФ 18-79-10041.

- Ryzhii V., Ryzhii M., Otsuji T. // J. Appl. Phys., V. 101, 083114 (2007).
- Svintsov D. // Phys. Rev. B, V. 97, 121405(R) (2018).
- Krishna Kumar R., Bandurin D. A., Pellegrino F.M.D. *et al.* // Nat. Phys., V. 13, 1182 (2017).
- Fritz L., Schmalian J., Müller M., Sachdev S. // Phys. Rev. B, V. 78, 085416 (2008).
- Falkovsky L.A., Varlamov A.A. // Eur. Phys. J. B, V. 56, 281 (2007).
- Svintsov D., Vyurkov V., Ryzhii V., Otsuji T. // Phys. Rev. B, V. 88, 245444 (2013).
- Moiseenko I.M., Popov V.V., Fateev D.V. // AIP Conference Proceedings, 2300, 020089 (2020).

# Релаксация носителей в квантово-каскадных лазерах с вынужденным комбинационным рассеянием света

# В.Г. Попов

Центр научных исследований и перспективных разработок, ОАО «ИнфоТеКС», Старый Петровско-Разумовский проезд, 1/23 стр 1, Москва, 127287 \*Vladimir.Popov@infotecs.ru

Теоретически рассмотрены процессы релаксации носителей в квантово-каскадных лазерах с учетом комбинационного рассеяния части излучения. Комбинационное рассеяние может быть вынужденным благодаря наличию каскадного внешнего резонатора. Внешним каскадным резонатором можно подобрать условия для стоксовского или антистоксовского режима рассеяния. Первый режим будет увеличивать, второй уменьшать количество возбуждений в активной области лазера, что будет способствовать либо увеличению релаксации носителей, либо ее уменьшению соотвественно. В результате в работе предложен новый вид внешнего каскадного резонатора, рассеяние излучения в котором будет способствовать изменению релаксации носителей в квантово-каскадных лазерах.

Комбинационное рассеяния света в веществе было открыто в 30-х годах 20-го века независимо в России Мандельштамом (МГУ) и в Индии Раманом (Университет Калькутты). С тех пор данное рассеяние активно используется в спектроскопии различных веществ [1]. В оптоволоконных системах активно используется вынужденное рамановское или комбинационное рассеяние (ВКР) света [2], на основе которого создаются рамановские лазеры и усилители [3]. Вынужденное комбинационное рассеяние сугубо нелинейный эффект, обусловленный индуцированием, как правило стоксовского перехода фотонами в среде. Примечательно, что такое индуцированное излучение повышает вероятность комбинационного рассеяния с величины спонтанного рассеяния от 10<sup>-6</sup> до 10<sup>-1</sup>, т.е. на 5 порядков величины [4]. Такое резкое увеличение вероятности с одной стороны обусловлено большим числом фотонов в среде с другой стороны следует ожидать когерентное индуцированное состояние и в фононной подсистеме или подсистеме оптически активных возбуждений, например, поляронного типа [5]. Оптически активные возбуждения также сильно взаимодействуют с носителями электрического тока и участвуют в релаксации носителей в квантовые ямы (КЯ) квантово-каскадных лазеров (ККЛ). Для ускорения такой релаксации специально подбирают разницу энергии уровней сравнимую с энергией оптических фононов при рабочем напряжении ККЛ [6]. Остается открытым вопрос влияния поляронных возбуждений в ККЛ. В данной работе предлагается новый метод ускорения релаксации в КЯ ККЛ, основанный на ВКР части лазерного излучения, возникающего благодаря каскадному брегговскому резонатору, подобного тому, что используется в волоконных рамановских преобразователях.

Поскольку ВКР может реализован как на стоксовской компоненте, т. е. с увеличением числа оптически активных возбуждений так и на антистоксовской, т.е. с поглощением возбуждений, можно регулировать число возбуждений в довольно широких пределах. При этом выбор режима ВКР осуществляется выбором периода второго каскада брегговских решеток резонатора. В качестве источника света для ВКР может выступать одна из мод квантово-каскадного лазера. Реализация подобной схемы может существенно повлиять на время включения и на порог для лазерной генерации, что позволит существенно расширить температурный диапазон работы квантово-каскадных лазеров.

- Smith E., Dent G. Modern Raman spectroscopy A practical approach. – John Wiley & Sons, LTD (2005).
- Woodbury E.J., Ng W.K. // Proc. I.R.E. 50, 2367 (1962).
- Stentz A.J. "Applications of Raman lasers and amplifiers in fiber communication systems", Proc. SPIE 3263, 91 (1998).
- Boyd R.W. // Nonlinear Optics, 3rd ed. (Academic Press, Boston, 2008), Chap. 10.
- Попов В.Г., Henini M., Eaves L., Portal J.-С. Сб. докл. Труды XIX Международного симпозиума «Нанофизика и наноэлектроника», Н. Новгород, 10-14 марта 2015, стр. 622-623 (2015).
- Kumar S., Chan C.W.I., Qing C., Reno J.L. // Appl. Phys. Lett. 95, 141110 (2009)
- «Рассеяние света в твердых телах» Под ред. М. Кордона. М.: Изд-во «Мир» (1979).

# Неупругое рассеяние носителей на оптических фононах в полупроводниковых лазерах с накачкой

# В.Г. Попов<sup>1,2,\*</sup>, В.Г.Криштоп<sup>1,2,\*\*</sup>, С.А. Тарелкин<sup>3</sup>

1 Центр научных исследований и перспективных разработок, ОАО «ИнфоТеКС», Старый Петровско-Разумовский проезд, 1/23 стр 1, Москва, 127287

<sup>2</sup> Институт проблем технологии микроэлектроники РАН, ул. Академика Осипьяна, 6, Черноголовка Московская обл., 142432

<sup>3</sup> Всероссийский научно-исследовательский институт оптико-физических измерений, ул. Озерная 46, Москва, 119361

\*Vladimir.Popov@infotecs.ru, \*\*Vladimir.Krishtop@infotecs.ru

Теоретически рассматривается неупругое рассеяние носителей на LO-фононах в случае неравновесного распределения LOфононов. Неравновесное распределение возникает из-за комбинационного рассеяния света накачки в активной области лазера. Интересно отметить, что накачка может работать в стоксовом режиме для увеличения числа LO-фононов и в антистоксовом режиме для уменьшения числа LO-фононов. Таким образом, накачка фононной подсистемы дает возможность регулировать заполнение LO-фононов в активной области лазера и изменять вероятность неупругого рассеяния носителей. В результате задержка включения полупроводниковых лазеров может быть уменьшена.

# Введение

Критическим процессом, ответственным за задержку включения полупроводниковых лазеров является рассеяние носителей [1], что, в свою очередь, имеет решающее значение для скорости обмена информацией в телекоммуникационных системах. Управление этим процессом дает возможность еще больше уменьшить задержку и в конечном итоге увеличить скорость обмена информацией. В нашей работе мы рассмотрели неупругое рассеяние носителей в присутствии излучения накачки, которое, как ожидается, будет генерировать неравновесные LO-фононы активной области лазера, или наоборот, уменьшать их количество. Исследование рассеяния на LOфононах в полупроводниках имеет очень долгую историю. Также это рассеяние отвечает за насыщение скорости дрейфа в полевых МОПтранзисторах [2]. LO-фононы были подробно исследованы в полупроводниковых наноструктурах с учетом эффекта размерного квантования [3]. Показано, что скорость рассеяния увеличивается на интерфейсных модах LO-фононов в квантовых ямах (КЯ) и квантовых проволоках. На первый взгляд увеличение скорости должно уменьшить задержку включения. Однако поскольку фононы становятся локализованными, они продолжают взаимодействовать с носителями даже после рассеяния и, следовательно, могут восстанавливать энергию носителей. В результате наблюдается увеличение общей задержки включения, которая называется эффектом узкого фононного горла (phonon bottleneck effect). Таким образом, динамика фононной подсистемы становится очень важной для задачи задержки включения в полупроводниковых лазерах. Для преодоления эффекта узкого фононного горла существуют такие методы, как резонансная туннельная инжекция носителей [4] или предварительный нагрев активной области лазера. Эффект узкого фононного горла также важен, когда полупроводниковые лазеры используются в качестве оптических усилителей или трансформаторов в телекоммуникациях.

В последнее время появляются новые задачи, связанные с распределением квантовых ключей (QKD) [5]. В частности, многообещающим однофотонным источником является N-V-центр в алмазе, поскольку он работает при комнатной температуре [6]. Однако он излучает свет с длиной волны 637 нм, и требуется преобразование в телекоммуникационные длины волн [7]. Полупроводниковый лазер также может рассматриваться как трансформатор такого типа. В этом случае фотон, излучаемый N-V центром, может поглощаться электронно-дырочной парой в активной области лазера и после релаксации в квантовой яме может переизлучаться фотон в результате рекомбинации на телекоммуникационной ллине волны. Таким образом, увеличение скорости релаксации должно повысить эффективность преобразования.

# Рассеяние в стоксовом режиме

Обычно вероятность неупругого рассеяния можно оценить по золотому правилу Ферми с использованием гамильтониана Фрелиха [3] следующим образом: Том 2

$$W_{if}^{e,a} = \frac{|C|^2}{4\pi\hbar^2 q^2} \left( n_q + {1 \atop 0} \right) \delta(E_i - E_f \mp \hbar\omega_0)$$
(1)

где C – постоянная взаимодействия Фрёлиха, q,  $n_q$ ,  $\omega_0$  – волновой вектор, заполнение и частота LOфонона. В этом случае переход происходит с помощью излучения LO-фонона (выбираются верхний индекс «*e*», знак «-» и «1») или поглощения (выбираются верхний индекс «*a*», знак «+» и «0») между начальным состоянием носителя с энергией  $E_i$  и конечным состоянием с  $E_{f}$ .

Ключевым параметром является заселенность фононных состояний *n*<sub>q</sub>. В равновесии

$$n_q = \frac{1}{\exp\left(\frac{\hbar\omega_0}{kT}\right) - 1} \ll 1 \tag{2}$$

здесь *k* – постоянная Больцмана, *T* – температура. При комнатной температуре kT = 26 мэВ меньше энергии LO-фонона  $\hbar\omega_0 = 36$  мэВ для GaAs, и фононное излучение преодолевает поглощение. При неравновесных условиях излучения и поглощения  $\tau_{e,a} = \hbar/W_{e,a}$  становится очень коротким и равным, а релаксация энергии носителя происходит только в том случае, если LO-фононы исчезают между последовательными процессами его излучения и поглощения. Время исчезновения LO-фононов т<sub>d</sub> определяется взаимодействием LOфононов с акустическими [3]. Таким образом, условие для релаксации энергии является следующим:

$$\tau_{\rm d} < 2\tau_{\rm e}.\tag{3}$$

Когда условие (3) нарушается, можно ожидать эффект узкого фононного горла. В случае GaAs  $\tau_d$  составляет около 5 пс [8], поэтому можно уменьшить  $\tau_c$  до 2 пс.

Для увеличения числа заполнения LO-фононов можно использовать комбинационное рассеяние света накачки в активной области лазера. В этом случае энергию света ћа можно выбрать ниже ширины запрещенной зоны лазера Eg, чтобы предотвратить межзонное поглощение носителей. Неупругое комбинационное рассеяние на LOфононах также может быть двух типов: стоксово рассеяние с излучением LO-фонона, или антистоксово рассеяние с поглощением фонона [8]. Преобладающий тип комбинационного рассеяния регулировать каскадом волоконных можно брэгговских решеток, как это используется в рамановских усилителях [9]. В этом случае внешние брэгговские решетки должны иметь период, соответствующий длине волны света накачки, а внутренние решетки должны иметь период, соответствующий длине волны Стокса. В этом случае интенсивность стоксова излучения будет пропорциональна числу заполнения  $n_q$ .

# Рассеяние в антистоксовом режиме

Когда заселенность фононных состояний n<sub>q</sub> достаточно высока или взаимодействие фононов слабое, условие (2) нарушается, и возникает эффект узкого фононного горла. Чтобы уменьшить заселенность состояний, можно изменить длину волны накачки или внутренний период брэгговских решеток в рамановском каскаде, чтобы подогнать его отражение к антистоксовой волне. В этом случае будет доминировать неупругое рассеяние света с поглощением LO-фононов. Таким образом, заселенность фононных состояний будет уменьвеличину, пропорциональную шаться на интенсивности антистоксовой волны. В результате значение времени неупругого минимальное рассеяния носителей может быть определено из условия (2) следующим образом:

$$\tau_{e\,min} = \tau_d/2. \tag{4}$$

### Заключение

В итоге мы предлагаем новый метод управления неупругим рассеянием носителей на LO-фононах. Этот метод основан на комбинационном неупругом рассеянии излучения накачки. Неупругое рассеяние излучения накачки увеличивает заполнение LO-фононов в режиме Стокса и уменьшает его, когда брэгговский каскад в волокне обеспечивает антистоксов режим. Этот каскад может быть выполнен вне лазерного резонатора в волокнах, соединенных с полупроводниковым лазером. Этот метод позволяет достичь минимального времени  $\tau_{e \min}$  для неупругого рассеяния носителей и минимальной задержки включения.

- Зи С. Физика полупроводниковых приборов. М: «Мир», 1984.
- Schwarz S.ARussek., S.E. // IEEE Trans. Electron Devices, ED-30, 1629 (1983).
- Строшио М., Дутта М. Фононы в наноструктурах. – М.: Физматлит, 2006, 320 с.
- Zhang X. *et al.* // Electronics Letters **32**, 1715 (1996).
- Балыгин К.А. *и др.* Практическая квантовая криптография // Письма в ЖЭТФ, том 105, вып. 9 сс. 570–576, (2017).
- 6. Gruber A. et al. // Science 276, 2012 (1997).
- 7. Ikuta R. et al. // Optics express 22, 11205 (2014).
- Bhatt A.R., Kim K.W., Stroscio M.A. // J. Appl. Phys. 76, 3905 (1994).
- 9. Agrawal G.P. Nonlinear Fiber Optics 5-th Ed. Oxford: Academic Press, 295 (2013).

# Intercalation of graphene with hydrogen using inductively coupled hydrogen-argon plasma

Е.И. Преображенский<sup>1,2\*</sup>, А.В. Водопьянов<sup>1,2</sup>, А.В. Нежданов<sup>2</sup>

1 ИПФРАН, Россия, г. Нижний Новгород

<sup>2</sup> ННГУ им. Лобачевского, Россия, г. Нижний Новгород

\*evgenypr@ipfran.ru

In this work, the process of H-intercalation of graphene using H2-plasma was investigated. As a result, the graphane was generated. In the process, the properties of intermediate materials were studied by measuring Raman spectra and AFM. The experimental dependences of the intensities of the Raman peaks D and G on the intercalation time have been plotted.

### Введение

В современном мире к двумерным материалам проявляется большой интерес. В настоящее время существуют много работ, посвященных графену и его модификациям. В частности, к графану – графену, интеркалированному атомами водорода, который обладает свойствами, отличными от двумерного углерода. Это позволяет использовать его, например, для хранения водорода или при производстве биосенсоров и транзисторов.

### Постановка эксперимента

Получить графан из графена можно несколькими способами. Один из самых перспективных и эффективных это интеркаляция в водородсодержащей плазме. Во-первых, плазменную установку можно настраивать и подбирать параметры во время эксперимента. Во-вторых, индукционно-связанная водород-аргонная плазма, которая используется в эксперименте, "не загрязняет" образец. Аргон не взаимодействует с образцом, и используется для ослабления агрессивной водородной среды. Графен находится на расстоянии 30 см от места образования плазмы мощностью 50 Вт под давлением 50 млТорр. В камере возникает плазма, состоящая из газов аргона (Ar) на 96.5% и водорода (H2) на 3.5%, потоки газов: 13 sccm для H2, 360 sccm для Ar. На рис. 1 показана схема эксперимента. В области, где располагался образец, концентрация электронов, измеренная методом двойного зонда, составляла порядка 10<sup>9</sup> см<sup>-3</sup>, а электронная температура приближенно равна 2.5 эВ.

# Результаты эксперимента

В ходе работы были проведены несколько экспериментов с суммарным временем интеркаляции 15 мин. Цель данной работы изучение изменения некоторых свойств при переходе от графена к графану, а также получение максимально возможной интеркаляции.



Рис. 1. Схема эксперимента

Основная методика проверки интеркалированности это изменение соотношения интенсивностей пиков D и G, измеренных с помощью Рамановской спектроскопии [1]. При I(D)/I(G)  $\approx$  1 наблюдается переход одного материала в другой от sp2 к sp3 гибридизации. В процессе также наблюдался пик D+D` у образца, соответствующий присоединению водорода [2]. На рис. 2 представлено изменение этого соотношения во времени для монослоя графена.

В данной работе также используются косвенные методы проверки, подтверждающие интеркаляцию. Первый – это увеличение с 0.11 нм до 0.22 нм шероховатости материала, что примерно соответствует размеру связи С-Н. Измерено при помощи АFM. Второй – измерение сопротивления образца. Оно увеличивается линейно с 5 кОм до 30 кОм (рис.2), что соответствует свойству графана увеличивать сопротивление образца при увеличении водородного покрытия.



**Рис. 2.** Изменение соотношения интенсивностей пиков от времени эксперимента



**Рис. 3.** Изменение сопротивления образца, измеренного по диагоналям, от времени эксперимента

Благодарим R. Yakimova (Linköping University) за предоставленные образцы.

- Wojtaszek M. *et al.* A road to hydrogenating graphene by a reactive ion etching plasma. // J. of Applied Physics 110, 063715 (2011)
- Shtepliuk I. *et al.* Raman probing of hydrogenintercalated graphene on Si-face 4H-SiC. // Materials Science in Semiconductor Processing. 96, (2019).
- Whitener K.E. *et al.* Review Article: Hydrogenated graphene: A user's guide. // J. of Vacuum Science & Technology A, 36(5), 05G401 (2018).
- Vasilios georgakilas. et al. Functionalization of Graphene: Covalent and Non-Covalent Approaches, Derivatives and Applications. // Chem. Rev. 2012, 112, 11, 6156-6214
- Ellias D.C. *et al.* Control of Graphene's Properties by Reversible Hydrogenation: Evidence for Graphane. // Nair Science 323,610 (2009)
- Yakimova R. *et al.* Analysis of the Formation Conditions for Large Area Epitaxial Graphene on SiC Substrates. // Materials Science Forum 645, (2010) 565-568
- Eriksson J. *et al.* The influence of substrate morphology on thickness uniformity and unintentional doping of epitaxial graphene on SiC. // Applied Physics Letters 100 (24) (2012) 241607.

# Моделирование реакции низкобарьерного неохлаждаемого диода Мотта на воздействие ионизирующих излучений космического пространства

# А.С. Пузанов<sup>\*, 1, 2</sup>, В.В. Бибикова<sup>1, 2</sup>, И.Ю. Забавичев<sup>1, 2</sup>, Е.С. Оболенская<sup>1</sup>, А.А. Потехин<sup>2</sup>, Е.А. Тарасова<sup>1</sup>, Н.В. Востоков<sup>3</sup>, В.А. Козлов<sup>3</sup>, С.В. Оболенский<sup>1, 2</sup>

<sup>1</sup> Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского, пр. Гагарина, д. 23, Нижний Новгород, 603022

<sup>2</sup> Филиал ФГУП «РФЯЦ ВНИИЭФ НИИИС им. Ю.Е. Седакова», ул. Тропинина, д. 47, Нижний Новгород, 603137

<sup>3</sup> Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, д. 7, Нижний Новгород, 607680

\*aspuzanov@inbox.ru

Проведен теоретический анализ деградации вольтамперной характеристики и переходных ионизационных процессов, протекающих в низкобарьерном неохлаждаемом GaAs диоде Мотта при воздействии заряженных частиц космического пространства и имитирующих их импульсов лазерного излучения. Реакция диода на воздействие иона As<sup>+</sup> с энергией 200 MэB, соответствующей линейной передаче энергии 26 MэB·cм<sup>2</sup>/мг, сопоставляется с откликом на воздействие фемтосекундных импульсов оптического излучения длительностью 10 фс с длиной волны 870 нм и 670 нм.

#### Введение

Проблема повышения сроков активного существования перспективных систем быстродействующей связи космического базирования [1], требует разработки приемников и передатчиков сантиметрового, а перспективе миллиметрового диапазона длин волн, стойких к воздействию заряженных частиц космического пространства. Существующие методы испытаний с использованием ускорителей имеют высокую стоимость, трудоемкость и сеансовый режим работы [2]. Поэтому интерес представляет развитие имитационных методов оценки реакции изделий микро- и наноэлектроники на воздействие заряженных частиц космического пространства при помощи пикосекундных (1-600 пс) и фемтосекундных (10-1000 фс) лазеров [3].

В основе имитационных методов лежит принципиальная возможность генерирования с помощью лазерного излучения в локальном объеме полупроводниковой структуры неравновесных носителей заряда, что сходно с процессами ионизации, протекающими при торможении заряженных частиц в веществе. За счет процессов диффузии к началу формирования электрической реакции низкочастотных структур (через времена порядка 100 пс) различия в ионизационных токах практически исчезают. Однако эти условия не выполняются для диодов с малыми размерами активных областей, важную роль в которых играют «горячие» носители заряда [4]. В данной работе проведен анализ влияния ионизирующих излучений космического пространства на электрофизические характеристики низкобарьерного неохлаждаемого диода Мотта с длиной активной области 100 нм и проведено сравнение воздействия заряженных частиц и лазерного импульса с различной длиной волны излучения.

### Объект моделирования

В качестве объекта моделирования была выбрана Al/GaAs структура низкобарьерного диода из работы [5]: толщина слаболегированного *i*-слоя (активная область диода) составляла 100 нм, концентрация примеси в активной области –  $1,0 \times 10^{14}$  см<sup>-3</sup>, концентрация примеси в подложке –  $5,0 \times 10^{17}$  см<sup>-3</sup>, слоевая концентрация доноров в  $\delta$ -слое –  $8,8 \times 10^{12}$  см<sup>-2</sup>. При проведении расчетов предполагалось, что площадь барьерного контакта диода – 10 мкм<sup>2</sup>, а сам контакт идеальный, то есть не влияет на процесс генерации электронно-дырочных пар в полупроводнике.

#### Метод расчета

Для моделирования воздействия заряженных частиц и лазерного излучения на диод Мотта использовалась разработанная ранее модель на основе метода Монте-Карло [6], а также оригинальная локально-неравновесная модель переноса носителей заряда [7], в которую для учета горячих радиационно-генерированных неравновесных носителей заряда были добавлены уравнения баланса энергии и импульса электронов и дырок. Последняя калибровалась по расчетам методом Монте-Карло и использовалась для проведения расчетов формы деградации вольтамперных характеристик и импульсов тока, генерируемых при облучении диодов заряженными частицами и лазерным излучением.

### Результаты и обсуждение

Действие корпускулярных излучений на полупроводники приводит к уменьшению концентрации основных носителей заряда и снижению их подвижности, а также уменьшению времени жизни неосновных носителей заряда. Теоретический анализ показывает, что деградация статической вольтамперной характеристики диода Мотта при воздействии протонов космического пространства незначительна вплоть до 10<sup>16</sup> частиц/см<sup>2</sup> (рис. 1).



Рис. 1. Статическая вольтамперная характеристика диода Мотта: (□) – эксперимент [5]; (—) – расчет до облучения; (- - -) – расчет после протонного облучения 10<sup>16</sup> частиц/см<sup>2</sup>

Результаты моделирования переходных ионизационных процессов в диоде Мотта при его облучении с лицевой стороны ионами мышьяка с энергией 200 МэВ, соответствующей линейной передаче энергии 26 МэВ·см<sup>2</sup>/мг, представлены на рис. 2. Проведено сравнение с воздействием лазерных импульсов длительностью 10 фс с различной длиной волны излучения: 870 нм и 670 нм - не разогревающий и разогревающий электронно-дырочный газ, соответственно. Увеличение энергии квантов излучения лазера позволяет учесть разогрев электронно-дырочного газа и максимально корректно описать фронт переходного ионизационного процесса. Запаздывающая относительно воздействующего импульса излучения составляющая ионизационного тока формируется термализованными носителями заряда.

Поэтому задний фронт импульса корректнее описывается лазером с большей длиной волны без разогрева носителей заряда.



Рис. 2. Переходной ионизационный процесс в диоде Мотта при воздействии иона As с энергией 200 МэВ и длиной трека 100 нм (—) при облучении с лицевой стороны; лазерного импульса длительностью 10 фс без разогрева электронно-дырочного газа (-·--); лазерного импульса длительностью 10 фс с разогревом электронно-дырочного газа на 0,24 эВ (- - -); форма лазерного импульса (····-)

Работа выполнена в рамках базовой части Государственного задания, проект 0729-2020-0057.

- 1. Гриценко А.А. // REDS: Телекоммуникационные устройства и системы. Т. 7, № 1. С. 9 (2017).
- Чумаков А.И., Печенкин А.А., Егоров А.Н. *и др.* // Микроэлектроника. Т. 37, № 1. С. 45 (2008).
- Егоров А.Н., Телец В.А., Чумаков А.И. *и др.* // Электроника. Т. 17, № 5. С. 60 (2012).
- Пузанов А.С., Бибикова В.В., Забавичев И.Ю. *и др.* // Письма в журнал технической физики. Т. 47, № 6. С. 51 (2021).
- Obolensky S.V., Murel A.V., Vostokov N.V. *et al.* // IEEE Transactions on electron devices. V. 58, № 8. P. 2507 (2011).
- Демарина Н.В., Оболенский С.В. // Журнал технической физики. Т. 72, № 1. С. 66 (2002).
- Пузанов А.С., Оболенский С.В., Козлов В.А. // Физика и техника полупроводников. Т. 52, № 11. С. 1295 (2018).

# Исследование энергии Урбаха в объемных пленках и гетероструктурах с квантовыми ямами на основе HgCdTe, выращенных методом молекулярно-лучевой эпитаксии

А.А. Разова<sup>1, 2</sup>, Е.В. Андронов<sup>3</sup>, В.В. Румянцев<sup>1, 2,</sup> \*, Н.Н. Михайлов<sup>3</sup>, С.А. Дворецкий<sup>3</sup>, В.И. Гавриленко<sup>1, 2</sup>, С.В. Морозов<sup>1, 2</sup>

1 Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, д. 7, Нижний Новгород, 607680

<sup>2</sup> Нижегородский государственный университет им. Н. И. Лобачевского, пр. Гагарина, д. 23, Нижний Новгород, 603950

<sup>3</sup> Нижегородский государственный технический университет им. Р.Е. Алексеева, ул. Минина, д. 24, Нижний Новгород, 603950

<sup>4</sup> Институт физики полупроводников им. А. В. Ржанова Сибирского отделения РАН, пр. ак. Лаврентьева, д. 13, Новосибирск, 630090

\*rumyantsev@ipmras.ru

В работе выполнены исследования энергии Урбаха эпитаксиальных пленок и гетероструктур с квантовыми ямами на основе HgCdTe с помощью спектров фотопроводимости, измеренных при различной температуре. Сравнение полученных значений энергий Урбаха с результатами предыдущих работ указывают на существенный прогресс в технологии роста структур методом молекулярно-лучевой эпитаксии. Показано, что основной вклад в энергию Урбаха дает фундаментальное взаимодействие носителей с фононами, а не неоднородность структур.

### Введение

Последние десятилетия твердые растворы кадмий-ртутьтеллур (КРТ) HgCdTe являются лидирующим материалом для создания фотоэлектрических приемников [1], а структуры с квантовыми ямами (КЯ) на его основе – для разработки длинноволновых лазеров [2] среднего инфракрасного (ИК) диапазона. Однако до сих пор существуют проблемы в технологии роста КРТ, связанные с флуктуациями состава твердого раствора. Неоднородность параметров структур служит причиной появления на краю «красной» границы фотопроводимости (ФП) так называемого участка Урбаха, который отражает наличие «хвостов» плотностей состояний в запрещенной зоне. Простейшая модель описания участка Урбаха представляется в виде экспоненциальной функции:

$$\alpha = \alpha_0 ex \, p\left(\frac{h\nu - E_0}{W}\right), \quad (1)$$

где W – энергия Урбаха, E<sub>0</sub> –ширина запрещенной зоны.

Вклад в энергию Урбаха дают не только флуктуации состава и дефекты в материале, но и взаимодействие электронов с фононами. Последнее дает вклад в энергию Урбаха, которы й зависит от температуры, однако в материалах низкого качества он редко бывает заметным, так как значительно меньше вклада возникающего от неоднородностей. В данной работе проводится анализ зависимости энергии Урбаха от состава материала и температуры эпитаксиальных пленок и структур с КЯ на основе HgCdTe с помощью исследования спектров ФП и сравнение результатов с предыдущими работами [3].

#### Методика эксперимента

Все исследуемые структуры выращены методом молекулярно-лучевой эпитаксии (МЛЭ) на полуизолирующей подложке GaAs (013) с буферами ZnTe и CdTe [4]. Образцы преднамеренно не легировались. Параметры эпитаксиальных пленок и структур с КЯ представлены в таб. 1 и 2 соответственно. Исследования спектров ФП были проведены с помощью фурье-спектрометра Bruker Vertex 80v. Образцы размещались либо в криостате замкнутого цикла, либо на конце волноводной вставки, помещаемой в сосуд Дьюара.

Измерение спектров ФП проводилось при температуре жидкого гелия (4.2 K), жидкого азота (77 K) и комнатной температуре (300 K) с помощью фурье-спектрометра Bruker Vertex 80v, где в качестве источника излучения использовался глобар. В зависимости от диапазона измерений спектра применялись сменные светоделители на основе майлара и бромида калия. Для измерения зависимости спектров ФП от температуры использовался криостат замкнутого цикла [5].

# Результаты и обсуждение

На рис. 1 представлены серии спектров ФП для объемных структур с различной концентрацией кадмия. Вертикальная ось спектра ФП приведена в логарифмическом масштабе, что позволяет видеть линейное поведение «красной» границы спектра ФП и, аппроксимируя моделью (1), определить значение энергии Урбаха (приведены в табл.1).

x04x10.4	толщина,	л попцог	працилоа, п	onophin's pourta
Номер			W, мэВ	
структуры	X	а, нм	4.2 K	77 K
1 (130905)	0.183	8000	0.95 ± 0.25	1.6 ± 0.6
2 (120208)	0.189	4200	1.5 ± 0.4	2.5 ± 0.2
3 (120210)	0.191	3840	1.4 ± 0.25	2.1 ± 0.1
4 (120626)	0.21	3840	1.2 ± 0.2	3.25 ± 0.25
5 (120613)	0.22	3940	-	3.5 ± 0.2
6 (120621)	0.23	5960	2.35 ± 0.25	3.7 ± 0.6
				· ·

Таблица 1. Параметры исследуемых эпитаксиальных слоев Hg<sub>1</sub>. "Cd<sub>\*</sub>Te: d — толщина, x — концентрация Cd, W – энергия Урбаха

**Таблица 2.** Значение энергии Урбаха W структур Hg<sub>1-x</sub>Cd<sub>x</sub>Te/Cd<sub>y</sub>Hg<sub>1-y</sub>Te с квантовыми ямами

Номер	W, мэВ			
структуры	X	4.2 K	77 K	300 K
150120	0	4.8 ± 1.4	4.8 ± 0.9	4.5 ± 0.6
161222	0.102	1.7 ± 0.5	2.4 ± 0.2	6.5 ± 0.9



Рис. 1. Спектры ФП эпитаксиальных слоев Hg<sub>1-x</sub>Cd<sub>x</sub>Te

Анализ результатов показывает, что энергия Урбаха составляет менее 4 мэВ, и ее значение увеличивается с ростом температуры для всех исследованных эпитаксиальных структур. Отметим, что значение энергии Урбаха в исследуемых структурах в три раза меньше, чем в предыдущих работах [3], что говорит о большей однородности исследуемых в данной работе объемных пленок. Сравнивая результаты для структуры с долей кадмия x = 0.21 со значениями из работы [3] для того же состава, получаем, что энергия Урбаха структуры в работе [3] увеличивается на 12% от 4.2 до 77 К, в то время как в нашем случае увеличение происходит на 37%. Таким образом, в исследуемых структурах взаимодействие с фононами дает определяющий вклад в энергию Урбаха. Анализ температурной зависимости энергии Урбаха был выполнен для двух структур с помощью модели Коди [6, 7]:

$$W(T) = A \left[ \frac{1+P}{2} + \left\{ \exp\left(\frac{T_0}{T}\right) - 1 \right\}^{-1} \right], \quad (2)$$

где Р – коэффициент, описывающий структурную («статистическую») неоднородность. Аппроксимация экспериментальных данных с помощью выражения (2), показывает, что Р стремится к нулю в пределах ошибки +0.5, что соответствует малому вкладу неоднородности структур в энергию Урбаха. При этом значения Дебаевской температуры  $\Theta_D = 4T_0/3$ , составили 100 и 144 К, что хорошо согласуется с ранее полученными данными [8]. В работе также исследовались структуры с массивом КЯ: структура Hg0.9Cd0.1Te/Cd0.63Hg0.37Te с толщиной КЯ d=6.1 нм и структура HgTe/ Cd0.59Hg0.41Te с d=3.2 нм (рис. 2). Ширина запрещенной зоны при температуре жидкого гелия и число КЯ в данных структурах одинаковы и составляют 115 мэВ и 5 соответственно.



Рис. 2. Спектры ФП структур с массивом КЯ HgCdTe

Значения энергии Урбаха были определены аналогично тому, как это было сделано для объемных слоев, и приведены в табл. 2. Видно, что энергия Урбаха для структуры № 161222 увеличивается на 26% от 4.2 до 300 К, в то время как для № 150120 она практически не изменяется с повышением температуры, при этом ее значение превышает значение энергии всех эпитаксиальных структур как при 4.2 К, так и при 77 К. В структуре № 150120 КЯ являются более узкими, что усложняет воспроизводимый рост КЯ с одинаковой толщиной. Повидимому, различия в толщинах КЯ дают дополнительный вклад в «размытие» края спектра ФП. Как видно из спектров ФП для второй структуры № 161222, в структуре с КЯ шириной 6.1 нм такой эффект выражен гораздо слабее и, таким образом, можно ожидать незначительный вклад неоднородности параметров КЯ в участок Урбаха для структур с ширинами КЯ более 6 нм.

Заключение. В работе показано, что энергия Урбаха в узкозонных эпитаксиальных пленках HgCdTe находится в диапазоне 1 – 4 мэВ при температуре от 4,2 до 77 К, что на порядок ниже типичных значений, приведенных в предыдущих работах [3] для слоев HgCdTe, выращенных МЛЭ. В отличие от этих работ в исследуемых структурах основной вклад в энергию Урбаха дает взаимодействие носителей с фононами. Это свидетельствует о том, что современная технология МЛЭ обеспечивает возможность роста высококачественных структур, для которых «резкость» красной границы межзонных переходов стремится к «фундаментальному» пределу. При этом гетероструктуры с массивами КЯ на основе того же материала имеют близкие значения энергии Урбаха.

Благодарности. Работа выполнена при поддержке Министерства науки и высшего образования Российской Федерации МК-1430.2020.2. В работе использовано оборудование ЦКП ИФМ РАН.

- Rogalski A. // Rep. Prog. Phys., V. 68, № 10, 2267 2336 (2005).
- Morozov S.V. et al. // Appl. Phys. Lett., V. 111, № 19, 192101 (2017).
- 3. Chang Y. *et al.* // J. Electron. Mater, V. 33, № 6, 709 713 (2004).
- 4. Varavin V.S. et al. // Proceed. of SPIE, V.5136, 381 (2003).
- 5. Rumyantsev V.V. *et al.* // Semiconductor Science and Technology, V. 28, № 12, 125007 (2013).
- Wasim S.M. *et al.* // J. Appl. Phys., V. 84, № 10, 5823– 5825 (1998).
- Cody G.D. *et al.* // Phys. Rev. Lett., V. 47, № 20, 1480– 1483 (1981).
- 8. Zhang K.et al. // AIP Adv., V. 6, № 7, 075009 (2016).

# Исследования времен рекомбинации неравновесных носителей и длинноволнового стимулированного излучения в волноводных гетероструктурах с квантовыми ямами на основе HgCdTe

А.А. Разова<sup>1, 2, \*</sup>, В.В. Румянцев<sup>1, 2</sup>, В.Я. Алешкин<sup>1, 2</sup>, Н.Н. Михайлов<sup>3</sup>, С.А. Дворецкий<sup>3</sup>, С.В. Морозов<sup>1, 2</sup>

1 Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, д. 7, Нижний Новгород, 607680.

<sup>2</sup> Нижегородский государственный университет им. Н. И. Лобачевского, пр. Гагарина, д. 23, Нижний Новгород, 603950.

<sup>3</sup> Институт физики полупроводников им. А. В. Ржанова Сибирского отделения РАН, пр. ак. Лаврентьева, д. 13, Новосибирск, 630090.

\*annara@ipmras.ru

Проведены исследования спектров и кинетики фотопроводимости (ΦΠ), а также длинноволнового стимулированного излучения (СИ) в волноводных эпитаксиальных структурах Hg<sub>1-x</sub>Cd<sub>x</sub>Te/Cd<sub>y</sub>Hg<sub>1-y</sub>Te с квантовыми ямами. Анализ процессов рекомбинации носителей по кинетике ФП показал, что температура «гашения» СИ определяется положением боковых максимумов первой валентной подзоны, в которых вероятность оже-рекомбинации неравновесных дырок резко возрастает.

# Введение

В настоящее время гетероструктуры с квантовыми ямами (КЯ) на основе твердого раствора HgCdTe являются одной из активно исследуемых полупроводниковых систем благодаря целому ряду их уникальных свойств. Одним из таких свойств является возможность изменения ширины запрещенной зоны от нескольких сотен мэВ практически до нуля [1] за счет изменения состава и толщины КЯ, что делает их привлекательными для оптоэлектроники инфракрасного и терагерцового диапазонов. Наиболее сильное решеточное поглощение в HgCdTe сосредоточено в диапазоне 60-90 мкм. Учитывая это, недавно полученное стимулированное излучение (СИ) в структурах на основе HgCdTe с длиной волны более 20 мкм [2], позволяют рассматривать межзонные полупроводниковые лазеры на основе таких структур как возможную альтернативу квантово-каскадным лазерам на основе A<sup>3</sup>B<sup>5</sup> материалов в диапазоне 20-60 мкм. Однако значения максимальной температуры, при которой удалось получить СИ на данный момент значительно меньше комнатной. Хорошо известно, что одним из основных препятствий для получения СИ в среднем и дальнем ИК диапазоне является ожерекомбинация [3]. Однако исследуемая в данной работе полупроводниковая система имеет квазирелятивистский закон дисперсии носителей, что позволяет подавить безызлучательный оже-процесс. В связи с этим возникает задача детального изучения энергетического спектра электронов и дырок в структурах с КЯ  $Hg_{1-x}Cd_xTe/Cd_yHg_{1-y}Te$ , направленного на оптимизацию структур для дальнейшего увеличения максимальной температуры и длины волны, при которой возможно добиться генерации СИ.

### Методика эксперимента

В настоящей работе основными методами исследования структур являлись метод фурьеспектроскопии фотопроводимости (ФП) и прямая методика исследования кинетики ФП. Спектры ФП исследовались на образцах при температуре жидкого гелия (4.2 К) и жидкого азота (77 К). Образец располагался в сосуде Дьюара на конце световодной вставки, на которой с помощью латунного конуса собиралось падающее на образец излучение из фурье-спектрометра «Bruker» Vertex 80v. В качестве источника излучения использовался глобар. Подробности эксперимента можно найти в [4]. При измерении кинетики ФП образец, расположенный в сосуде Дьюара при 77 К, возбуждался импульсами длительностью 7 нс, а отклик на возбуждение фиксировался осциллографом полосой пропускания 350 МГц. Все исследуемые структуры содержали массив идентичных КЯ на основе HgCdTe, выращенный на полуизолирующей подложке GaAs (013) с ZnTe и CdTe буферами методом молекулярнолучевой эпитаксии с эллипсометрическим контролем *in situ* состава и толщины слоев [5].

# Результаты и обсуждения

Несмотря на широкие возможности in situ характеризации, сложной задачей и в настоящий момент остается проблема точного определения концентрации Cd в слоях в несколько нанометров, поэтому в данной работе была разработана комплексная методика ex situ характеризации структур на основе сравнительного анализа спектров ФП и магнитопропускания с результатами расчета зонной структуры и энергий межзонных переходов в модели Берта-Форемана с гамильтонианом Кейна 8х8. Все данные приведены в таблице 1. Из неё видно, что исследование спектров ФП (ex situ характеризация) позволяет более точно определить концентрацию Сd в КЯ. Ex situ параметры использовались в дальнейшем для теоретических расчетов релаксации плотности неравновесных носителей в исследуемых структурах.

**Таблица 1.** Параметры структур: d — толщина КЯ, х — концентрация Cd в КЯ, у — концентрация Cd в барьере.

Номер	d, нм					
структуры	in situ	ex situ	in situ	ex situ	У	
1 (161222)	6.1	6.1	0	0.102	0.63	
2 (150120)	3.65	3.2	0	0	0.58	
3 (170130)	7.8	7.8	0	0.08	0.66	
4 (190225)	6.8	6.9	0	0.078	0.65	

На рис. 1 приведена кинетика ФП структуры № 2. На вставке видно, что полученная динамика концентрации носителей при 77 К хорошо совпадает с расчетной динамикой концентрации носителей, определяемой излучательным процессом. Таким образом, основным механизмом релаксации носителей является излучательная рекомбинация. СИ в данной структуре удалось наблюдать как при 77 К, так и при более высоких температурах вплоть до 175 К.

Кривые спада ФП исследуемых структур имеют неэкспоненциальный вид, что связано с превышением значения концентрации неравновесных носителей, генерируемых импульсом накачки, над значением темновой концентрации. Темновая концентрация носителей заряда, определяемая по измерениям эффекта Холла, в исследуемых структурах лежала в диапазоне (0.15 – 4.0) ·10<sup>10</sup> см<sup>-2</sup> при температуре жидкого гелия.

Для структуры № 3 кинетика ФП довольно хорошо описывается оже-рекомбинацией, в то время как расчетная линия для излучательного процесса идет более полого, чем экспериментальная (рис. 2.). При

этом СИ в данной структуре удалось получить только при температурах ниже 50 К. Таким образом, исследования кинетики ФП позволили установить доминирующий механизм рекомбинации в исследуемых структурах при заданных условиях.



Рис. 1. Динамика концентрации неравновесных носителей в структуре № 2 при 77 К с логарифмическим масштабом вертикальной оси. На вставке: черная линия – обратная функция экспериментальных данных, оранжевая линия – теоретический расчет для излучательной рекомбинации



Рис. 2. Динамика концентрации неравновесных носителей в структуре № 3 при 77 К с логарифмическим масштабом вертикальной оси. Теоретический расчет для RR – излучательная рекомбинация и для AR – оже-рекомбинация

Из законов сохранения энергии и квазиимпульса следует [3], что при гиперболическом законе дисперсии носителей оже-процесс запрещен. Результаты расчетов законов дисперсии электронов и дырок для 1 и 2 структур (рис. 3), показывают, что в окрестности к = 0 имеется область симметричной квазигиперболической дисперсии носителей, однако симметрия нарушается боковыми максимумами первой валентной подзоны. Сравнение зонных диаграмм и параметров структур (табл. 1 и 2) показывает, что уменьшение концентрации Cd в КЯ приводит к сдвигу положения боковых максимумов в первой валентной подзоне вниз по энергии. Последнее увеличивает пороговую энергию ожерекомбинации, то есть минимальную кинетическую энергию, которой должна обладать система из трех частиц в начальный момент, чтобы оже-процесс мог произойти [3], а также вероятность излучательных процессов.



Рис. 3. Закон дисперсии носителей структур № 1 и 2

**Таблица 2.** Параметры структур: λ<sub>SE</sub> — длина волны генерации СИ, T<sub>max</sub> — температура «гашения» СИ, E<sub>th</sub> — пороговая энергия оже-рекомбинации.

Номер структуры	$\lambda_{\text{SE}}$ , мкм	T <sub>max</sub> , K	E <sub>th</sub> . мэВ
1	10.2	100	19
2	10.9	175	42.6
3	20.3	50	14.7
4	22	80	20.1

Из табл. 2 видна корреляция значений температуры «гашения» СИ и пороговой энергии ожерекомбинации: подавление безызлучательных процессов способствует увеличению максимальных длины волны и температуры, при которых возможно получение СИ.

### Заключение

Исследования СИ и кинетики ФП показали, что уменьшение концентрации Сd в КЯ смещает «баланс» между различными механизмами рекомбинации в сторону увеличения вероятности излучательных процессов и подавления безызлучательных и способствует увеличению максимальных длины волны и температуры, при которых возможно получение СИ. Это связывается с изменением положения боковых максимумов первой валентной подзоны при изменении концентрации кадмия в КЯ.

#### Благодарности

Работа выполнена при поддержке РФФИ (проект 21-52-12020) и Министерства науки и высшего образования РФ в рамках государственного задания Нижегородского государственного университета им. Н. И. Лобачевского (проект № 0729-2020-0035). В работе использовано оборудование ЦКП ИФМ РАН.

- 1. Ruffenach S. *et al.* // APL Materials, V. 5. № 3, 035503 (2017).
- Rumyantsev V. et al. // Physics Status Solidi (b), V. 256, № 6, 1800546 (2019).
- Абакумов В.Н., Перель В.И., Яссиевич И.Н. Безызлучательная рекомбинация в полупроводниках. СПб: Изд-во ПИЯФ, 1997. С. 235.
- Rumyantsev V.V. *et al.* // Semiconductor Science and Technology, V. 28, № 12, 125007 (2013).
- Mikhailov N.N., Smirnov R.N. *et al.* // Int. J. of Nanotechnology, V. 3, № 1, 120 (2006).

# Гибридные наноструктуры на основе III-V нитевидных нанокристаллов с квантовыми точками на поверхности кремния. Первая экспериментальная формула ширины запрещенной зоны AlGaAs, обладающего вюрцитной кристаллографической фазой

Р.Р. Резник<sup>1-5,\*</sup>, К.П. Котляр<sup>4</sup>, Н.В. Крыжановская<sup>1</sup>, Н. Акопян<sup>6</sup>, Г.Э. Цырлин<sup>1, 3-5</sup>

1 СПБАУ РАН им. Ж.И. Алфёрова, ул. Хлопина, 8/3, Санкт-Петербург, 194021

<sup>2</sup> Innolume GmbH, Dortmund, Germany, 44263

<sup>3</sup> Университет ИТМО, Кронверкский пр., 49, Санкт-Петербург, 197101

- <sup>4</sup> Санкт-Петербургский государственный университет, Университетская наб. 13б, Санкт-Петербург, 199034
- <sup>5</sup> Институт Аналитического приборостроения РАН, ул. Ивана Черных, 31-33, лит. А, Санкт-Петербург, 198095

<sup>6</sup> DTU Fotonik, Kongens Lyngby, Denmark, 2800

\*moment92@mail.ru

Продемонстрирована принципиальная возможность роста гибридных наноструктур на основе AlGaAs нитевидных нанокристаллов с GaAs квантовыми точками и InP нитевидных нанокристаллов с InAsP квантовыми точками на поверхности кремния. Были изучены их физические свойства. Важно отметить, что выращенные HHK сформировались в вюрцитной кристаллографической фазе. В свою очередь, на сегодняшний день, информация о вюрцитном AlGaAs в литературе практически не представлена. В результате сравнительного структурного и оптического анализа впервые экспериментально получена формула для запрещенной зоны вюрцитного AlGaAs.

### Введение

В настоящее время комбинация нитевидных нанокристаллов (ННК) с квантовыми точками (КТ) привлекает повышенных интерес для применения в оптоэлектронике, например, в качестве однофотонных эмиттеров [1]. Одним из самых распространённых методов эпитаксиального синтеза КТ является рост самоорганизующихся КТ по механизму Странски-Крастанова путем зарождения островков []. Однако контролировать однородность размеров и положение таких КТ крайне сложно.

С другой стороны, КТ в ННК демонстрируют большой потенциал в качестве системы с контролируемыми свойствами. Диаметр, высота и плотность квантовых точек определяются диаметром, временем роста и плотностью ННК, соответственно. Благодаря уникальной форме ННК механические напряжения, вызванные рассогласованием по постоянным решётки ННК с подложкой, релаксируют на боковых гранях ННК. Таким образом, становится возможным интегрировать прямозонные III-V соединения с кремниевой технологией.

В настоящей работе синтез наноструктур AlGaAs ННК с GaAs КТ и InP ННК с InAsP КТ на положках Si(111) был выполнен с помощью установки молекулярно-пучковой эпитаксии (МПЭ) Riber 21. В обоих случаях использовался одинаковый подход, но разные параметры роста. На правом этапе были синтезированы AlGaAs и InP ННК. Затем была сформирована нановставка GaAs или InAsP с меньшей шириной запрещенной зоны. На завершающем этапе продолжался рост ННК в течение 5 минут. В случае AlGaAs HHK с GaAs KT было обнаружено, что при росте ННК формируется самоорганизованная сложная структура типа стерженьоболочка с меньшим содержанием алюминия в стержне ННК. Результаты исследований оптических свойств таких структур показали, что ширина спектра фотолюминесценции от GaAs KT обладает экстремально малой шириной на полувысоте (<10 мкэВ), а самоорганизованная структура ННК обладает волноводными свойствами для направленного излучения из КТ в направлении роста ННК. Помимо этого было продемонстрировано, что выращенные AlGaAs HHK с GaAs KT являются источниками одиночных фотонов в диапазоне длин волн 750-820 нм в зависимости от параметров роста КТ. В случае InP HHK с InAsP КТ было показано, что использование специальной процедуры подготовки подложки непосредственно перед МПЭ синтезом позволяет получить почти 100% когерентные с подложкой ННК. Выращенные InP/InAsP наноструктуры демонстрируют спектры фотолюминесценции вплоть до комнатной температуры в широком диапазоне длин волн. Наличие полосы с длиной волны максимума излучения вблизи 1.3 мкм позволяет рассматривать данную систему как перспективную для дальнейшей интеграции оптических элементов на кремниевой платформе с волоконно-оптическими системами.

Важно отметить, что выращенные ННК сформировались в вюрцитной кристаллографической фазе. Полупроводники, обладающие кристаллической структурой вюрцита, могут обладать уникальными свойствами для современных приложений. Например, вюрцитный GaP обладает прямой запрещенной зоной и, таким образом, эффективно генерирует излучение зеленого диапазона. Следовательно, он может существенно повысить эффективность зеленых светодиодов, КПД которых на сегодняшний день намного ниже своего теоретического максимума. В свою очередь, на сегодняшний день, информация о вюрцитном AlGaAs в литературе практически не представлена.

Важно отметить, что запрещенная зона вюрцитного AlGaAs не была предсказана ни теоретически, ни экспериментально. Авторами настоящей работы были исследованы выращенные методом МПЭ AlGaAs ННК, обладающие вюрцитной кристаллографической фазой, с мольной долей Al в двёрдом растворе в диапазоне от 0,1 до 0,6. В результате сравнительного структурного и оптического анализа впервые экспериментально получена формула для запрещенной зоны вюрцитного AlGaAs. Более того, было обнаружено, что интенсивность спектров фотолюминесценции от таких струтур крайне высока, а время жизни носителей в структурах короткое. Эти факты позволяют сделать предположение о том, что AlGaAs, обладающий вюрцитной кристаллографической фазой, является прямозонным материалом в указанном диапазоне составов.

Работа была выполнена при финансовой поддержке Министерства науки и высшего образования в части Государственного задания № 0791-2020-0003.

- Дубровский В.Г., Цырлин Г.Э., Устинов В.М. // ФТП, V. 43, 1585 (2009).
- Dubrovskii V.G., Cirlin G.E., Ustinov V.M. // Phys. Rev. B, V. 68 (2003).

# Магнитоплазменное поглощение электромагнитного излучения 2D электронным диском

### Д.А. Родионов<sup>\*</sup>, И.В. Загороднев, А.А. Заболотных

Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН, ул. Моховая, 11 корп. 7, Москва, 125009 \*rodionov.da@phystech.edu

Изучено влияние электромагнитного запаздывания на плазменные и магнитоплазменные колебания в двумерном электронном газе в форме диска, проводимость которого описывается в рамках модели Друде. Для этого рассмотрен отклик такого диска на внешнее электромагнитное излучение. Когда плазменная частота превышает обратное время релаксации импульса носителей, положение линии плазменного резонанса в спектре поглощения электромагнитного излучения определяется, по существу, одним параметром – параметром электромагнитного запаздывания. Ширина линии плазменного резонанса, в свою очередь, является не просто суммой столкновительного и радиационного уширений, а содержит также «интерференционные» слагаемые, что приводит сначала к её уменьшению, а потом увеличению с ростом роли электромагнитного запаздывания. В магнитном поле поведение магнитоплазменного резонанса существенно зависит от величины электромагнитного запаздывания.

### Введение

Плазменные колебания в двумерных (2D) электронных дисках теоретически изучаются с 1985 г. [1]. Такие структуры, ограничивающие распространение плазменной волны во всех направлениях, достаточно просты как для изготовления и измерений, так и для теоретического анализа. Однако, основная масса результатов получена в квазиэлектростатическом пределе, когда размер образца много меньше, чем длина волны возбуждающего электромагнитного излучения, т.е. фактически без учета электромагнитного запаздывания. В последнее время появились экспериментальные работы, изучающие вопрос влияния электромагнитного запаздывания на возбуждение плазменных и магнитоплазменных колебаний в 2D дисках [2-4]. Авторы этих работ выяснили, что, к примеру, ширина резонанса не может быть описана феноменологическим квантованием волнового вектора, и её значение существенно и не тривиально зависит от величины электромагнитного запаздывания.

Плазменные колебания в 2D диске удобно описывать двумя целыми числами (подобно двумерным состояниям в квантовой механике):  $n_r$  — радиальное число и l — азимутальное (орбитальное) число. В нашей работе [5] проанализирована частота и затухание основных (низкочастотных) плазменных мод с  $n_r = 1$ , l = 0 (осесимметричная) и  $n_r = 1$ , l = 1 (фундаментальная) с учетом электромагнитного запаздывания в отсутствие внешнего магнитного поля. Однако, на практике характеристики плазменных колебаний часто измеряются в магнитном поле. Поэтому в данной работе будут проана-

лизированы частоты и затухание плазменных и магнитоплазменных колебаний.

# Основные уравнения и метод их решения

Рассмотрим электронный газ в форме диска радиуса R. Пусть r — радиус-вектор в плоскости диска. Искать будем отклик системы на внешнее электромагнитное поле  $E^{ext}(r)$ , падающее на диск. Под действием внешнего поля в диске возникают колебания электрического тока j(r), индуцирующие электромагнитные поля  $E^{ind}(r)$  во всем пространстве. Согласно закону Ома:

$$\boldsymbol{j}(\boldsymbol{r}) = \sigma \boldsymbol{E}^{tot}(\boldsymbol{r}) = \sigma \left( \boldsymbol{E}^{ext}(\boldsymbol{r}) + \boldsymbol{E}^{ind}(\boldsymbol{r}) \right), (1)$$

где  $\sigma = ic\tilde{\Gamma}/2\pi(\tilde{\omega}+i\tilde{\gamma})$  — динамическая проводимость системы в модели Друде, переписанная через обезразмеренные на R/c параметры:  $\tilde{\gamma} = R/\tau c$  — столкновительное уширение,  $\tilde{\Gamma} = 2\pi n e^2 R/mc^2$  — параметр электромагнитного запаздывания,  $\tilde{\omega} = \omega R/c$  — частота внешнего излучения.

Оказывается, что индуцированное электрическое поле связано с токами в диске через довольно сложный интегро-дифференциальный оператор [5]. Для решения уравнения (1) мы раскладываем ток в ряд по базису функций. В качестве такого ряда можно взять ряд типа Тейлора [5]. Далее получаем алгебраическую систему уравнений на коэффициенты разложения тока, считаем поглощаемую мощность и извлекаем положение и ширину линии резонанса, вызванного поглощением плазменных колебаний.

# Результаты

Результаты численного счёта для обезразмеренного положения линий резонанса  $\tilde{\omega}_m = \omega_m R / c$  представлены на рис.1.



**Рис. 1.** Зависимость обезразмеренного на R/c положения линии поглощения от параметра электромагнитного запаздывания для осесимметричной (l = 0) и фундаментальной моды (l = 1)

Далее рассмотрим только осесимметричную моду. Используя одну базисную функцию разложения для решения уравнения (1) в пределе слабого электромагнитного запаздывания мы нашли аналитически обезразмеренные максимум  $\tilde{\omega}_m = \omega_m R / c$  и ширину  $\Delta \tilde{\omega} = \Delta \omega R / c$  осесимметричного резонанса. Для моды l = 0 это есть

$$\begin{split} \tilde{\omega}_{\rm max} &\approx 1.87 \sqrt{\tilde{\Gamma}} \left( 1 - 0.09 \tilde{\Gamma} - 0.004 \tilde{\Gamma}^2 \right), \quad (2) \\ \Delta \tilde{\omega} &\approx \tilde{\gamma} \left( 1 - 0.17 \tilde{\Gamma} - 0.06 \tilde{\Gamma}^2 \right) + 0.07 \tilde{\Gamma}^3. \quad (3) \end{split}$$

Сравнение численного счета и аналитического результата представлено на рис. 2 и рис. 3.???

Отметим здесь, что из полученной формулы (3), очевидно, что, во-первых, величина  $\Delta \omega \tau$  не является универсальной зависимостью параметра электромагнитного запаздывания  $\tilde{\Gamma}$ , и, во-вторых, обезразмеренная ширина резонансов не является просто суммой столкновительного  $\tilde{\chi}$  и радиационного уширения (квадрупольного ~  $\Gamma^3$ ).

При наличии магнитного поля в отсутствие электромагнитного запаздывания с ростом величины магнитного поля частота плазменного резонанса выходит на циклотронную частоту, т.е. линейно зависит от магнитного поля, а ширина резонанса монотонно изменяет свое значение от  $1/2\tau$  до  $1/\tau$ .



**Рис. 2.** Зависимость обезразмеренной на R/c ширины линии поглощения от параметра электромагнитного запаздывания для осесимметричной моды. Сравнение численного результата (сплошные линии) и аналитического (пунктирная) для  $\tilde{\gamma} = 0$  (синяя кривая),  $\tilde{\gamma} = 0.5$  (красная кривая) и  $\tilde{\gamma} = 1$  (зеленая кривая)

С увеличением параметра электромагнитного запаздывания график зависимости положения плазменного резонанса от магнитного поля пересекает ветвь циклотронного резонанса и выходит на постоянное значение ("зигзагообразное" поведение магнитодисперсии [6]).

Основной резонанс (с  $n_r = 1$ ) уширяется из-за увеличения радиационного затухания. Кроме того, амплитуда пика поглощения с большими  $n_r$  возрастает и при некотором  $\tilde{\Gamma}$  превосходит амплитуду пика поглощения для моды с  $n_r = 1$ .

- 1. Fetter A.L. // Phys. Rev. B, V. 33, 5221 (1986).
- Muravev V.M., Andreev I.V., Belyanin V.N. *et al.* // Phys. Rev. B, V. 96, 045421 (2017).
- Gusikhin P.A., Muravev V.M., Zagitova A.A., Kukushkin I.V. // Phys. Rev. Lett., V. 121, 176804 (2018).
- Muravev V.M., Andreev I.V., Gubarev S.I. *et al.* // JETP Letters, V. 109, 663 (2019).
- Zagorodnev I.V., Rodionov D.A., Zabolotnykh A.A. // arXiv:2011.00877 (2020).
- Mikhailov S.A., Savostianova N.A. // Phys. Rev. B, V. 71, 035320 (2005).

# Влияние параметров метода PECVD на рост УНТ для устройств нанопьезотроники

# Н.Н. Рудык<sup>1, \*</sup>, О.И. Ильин<sup>1, §</sup>, М.В. Ильина<sup>1</sup>, С.А. Хубежов<sup>2</sup>, А.А. Федотов<sup>1</sup>, О.А. Агеев<sup>1</sup>

1 Институт нанотехнологий, электроники и приборостроения Южного федерального университета, ул. Шевченко, 2, Таганрог, 347922

<sup>2</sup> Северо-Осетинский государственный университет им. К.Л. Хетагурова, ул. Ватутина, 44-46, Владикавказ, 362025

\*nnrudyk@sfedu.ru, §oiilin@sfedu.ru

В работе проведено экспериментальное исследование влияния таких параметров метода PECVD, как температура выращивания УНТ и толщина каталитического слоя, на геометрические параметры и дефектность углеродных нанотрубок. Показано, что увеличение температуры синтеза и толщины катализатора ведет к снижению дефектности УНТ.

#### Введение

Углеродные нанотрубки (УНТ), проявляющие аномальные пьезо- и флексоэлектрические свойства, являются перспективным материалом для устройств преобразования энергии [1, 2]. Однако на свойства УНТ влияют диаметр, высота, плотность трубок в массиве, а также их дефектность [3]. Плазмохимическое осаждение из газовой фазы (PECVD) является перспективным методом контролируемого получения массивов ориентированных УНТ непосредственно на подложке.

#### Описание эксперимента

В качестве подложки использовался p-Si(100), на поверхности которого напылялась пленка TiN толщиной 100 нм выступающая в качестве контактного слоя и одновременно диффузионного барьера между каталитическим слоем и подложкой. После этого проводилось нанесение пленок каталитического слоя Ni методом магнетронного распыления на установке AUTO 500 (BOC Edwards, UK).

Температура выращивания УНТ варьировалась в диапазоне 615-690 °C, а толщина пленки катализатора – 5-30 нм.

Полученные образцы исследовались методами растровой электронной микроскопии, атомносиловой микроскопии и Рамановской спектроскопии.

# Обсуждение результатов

Установлено, что для подслоя TiN весь диапазон используемых температур и толщин катализатора пригоден для роста трубок.

Высота УНТ увеличивается с ростом толщины Ni, достигая максимальных  $46,1\pm0,70$  мкм при температуре 645 °C. Минимальный разброс высоты УНТ в массиве составил 1,5 %, а максимальный 15% при температуре 690 °C и толщине Ni 15 нм. При этом диаметр УНТ увеличивался в диапазоне 32 – 116 нм с ростом температуры. Плотность УНТ в массиве составила от 1,4 до 31,6 мкм<sup>-2</sup>. На рис. 1 приведена зависимость средней высоты УНТ от толщины катализатора и температуры нагрева.



**Рис. 1.** Зависимость средней высоты УНТ от толщины катализатора и температуры

Исследование методом Рамановской спектроскопии показало наличие характерных D- и G-полос, соответствующих sp<sup>2</sup> углероду. По отношению интенсивности D- и G- полос  $(I_D/I_G)$  оценена дефектность УНТ.

На рис. 2 приведены спектры для образов с УНТ на подслое TiN, полученных при толщине катализатора 30 нм. Анализ данных говорит о снижении дефектности структур  $I_D/I_G$  с ростом температуры.



Рис. 2. Рамановские спектры образцов, полученных при различной температуре

Карты распределения дефектности структур, определяемых отношением интенсивностей  $I_D/I_G$  в зависимости от температуры нагрева и толщины каталитического слоя представлены на рис. 3.



**Рис. 3.** Зависимость I<sub>D</sub>/I<sub>G</sub> от толщины катализатора и температуры нагрева

Наименьшая дефектность УНТ  $I_D/I_G$ =0.66 наблюдалась для УНТ, выращенных при 690 °C и толщине никеля 30 нм. Наиболее дефектными ( $I_D/I_G$ =0.84) являются УНТ, полученные при 615 °C и толщине никеля 5 нм. Из зависимости видно, что наименьшая дефектность УНТ, составляющая 66 % достигается у образца УНТ, полученного при 690 °C и толщине никеля 30 нм.

Структурное совершенство УНТ дополнительно оценивалось по полной ширине на полувысоте (FWHM) G-пика (рис. 4).

Большая полуширина D и G пиков может свидетельствовать как о большом количестве слоев, так и наличии на поверхности УНТ слоя аморфного углерода.



**Рис. 4.** Зависимость FWHM G-пика от толщины катализатора и температуры.

#### Заключение

Представленные результаты показывают, что с задавая температуру роста и толщину пленки катализатора возможно получение УНТ с контролируемой дефектностью. Получены массивы УНТ с различными геометрическими параметрами которые могут быть использованы для создания элементов нанопьезотроники.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проект № 20-37-70034). Результаты получены с использованием оборудования Научно-образовательного центра «Нанотехнологии» ЮФУ.

- Wanga Bo, Gua Yijia, Zhanga Shujun, Chena Long-Qing // Progress in Materials Science 106 (2019).
- Il'ina M.V., Il'in O.I., Blinov Y.F., Konshin A.A., Konoplev B.G., Ageev O.A. // Materials 638 (2018).
- Kvashnin A.G., Sorokin P.B., Yakobson B.I. // J. Phys. Chem. Lett. 6 (2015).
- 4. Агеев О.А. *и др*. Нанотехнологии в микроэлектронике // ISBN: 978-5-02-040201-0, 2019.

# Фотоэмиссионные свойства мультищелочных фотокатодов

# В.С. Русецкий<sup>1, 3, \*</sup>, В.А. Голяшов<sup>1, 2</sup>, А.В. Миронов<sup>3</sup>, В.В. Аксёнов<sup>3</sup>, А.Ю. Дёмин<sup>3</sup>, О.Е. Терещенко<sup>1, 2</sup>

<sup>1</sup> Институт физики полупроводников им. А. В. Ржанова СО РАН, пр. Академика Лаврентьева, д. 13, Новосибирск, 630090

<sup>2</sup> Новосибирский государственный университет, ул. Пирогова, д. 1, Новосибирск, 630090

<sup>3</sup> ЗАО Экран ФЭП, ул. Зеленая горка, д. 1, Новосибирск, 630060

\*vadim19230495@yandex.ru

Были получены спектральные зависимости фотолюминесценции и квантового выхода мультищелочных фотокатодов (МФ), впервые измерены спектры распределения фотоэлектронов по энергиям в МФ с высоким разрешением. Измерения проводились при освещении МФ монохроматичным светом в диапазоне длин волн 400-950нм в диапазоне температур 90-300К. На основе полученных данных сделаны выводы о наличии нулевого или эффективного отрицательного электронного сродства (ОЭС) в МФ.

#### Введение

Несмотря на более чем 60-летнюю историю, антимониды щелочных металлов всё ещё остаются востребованными материалами. Данные материалы находят применение в качестве источников электронов для ускорителей [1,2]; ведутся исследования по вакуумным фотоэлементам на основе данных материалов [3]. Наиболее распространённым представителем данной группы материалов является мультищелочной фотокатод (МФ, NaKSb:Cs), который используется при изготовлении электроннооптических преобразователей (ЭОП) и фотоэлектронных умножителей (ФЭУ). Данный фотокатод является альтернативой более современному типу фотокатодов на основе GaAs:Cs-O. Несмотря на относительно низкий квантовый выход (15-20 % против 35-40 % у GaAs:Cs-O), МФ остаётся востребованным благодаря дешевизне производства и значительно меньшей восприимчивости к остаточной атмосфере вакуумной камеры. Также имеются данные о возможном увеличении квантового выхода из МФ [4].

Несмотря на широкую область применения, далеко не все свойства МФ изучены хорошо. Поэтому исследование свойств МФ является важной задачей, т.к. позволит определить возможные пути улучшения характеристик и найти новые области применения данного типа фотокатодов. В литературе имеется множество данных по расчёту зонной структуры [1,5], а также по спектральным зависимостям квантового выхода и фотопроводимости в МФ [6]. Ещё одним информативным методом, позволяющим изучать фотоэмиссионные характеристики материалов, является исследование спектров распределения фотоэмитированных электронов по продольной составляющей энергии (energy distribution curve, EDC), однако имеющиеся данные по EDC в МФ малоинформативны из-за низкого разрешения по энергии [7].

В рамках данной работы продемонстрирована возможность исследования фотоэмиссионных свойств МФ в вакуумных фотодиодах.

# Результаты и обсуждение

Для экспериментов были изготовлены вакуумные фотодиоды, состоящие из двух МФ, выращенных на стекле и закрепленных плоскопараллельно на торцах корпуса, выполненного из алюмооксидной керамики. Диаметры фотокатодов равны 18 мм, межэлектродное расстояние равно 1 мм.

На рис. 1 представлены спектры квантового выхода, производные спектров квантового выхода и спектры фотолюминесценции в МФ. Стоит заметить, что максимумы спектров люминесценции и производных спектров квантового выхода достаточно точно совпадают и одинаково меняются с температурой. Это может говорить наличии нулевого или даже отрицательного электронного сродства в МФ. Также нами впервые были получены спектральные зависимости поляризованной фотолюминесценции для МФ. Так как степень поляризации рекомбинационного излучения оказалась достаточно высока, есть основания полагать, что мультищелочные фотокатоды могут являться источниками спин-поляризованных электронов.



Рис. 1. Спектры квантового выхода МФ в диапазоне длин волн 780 – 960 нм при температуре 90 и 300 К (а); первые производные спектров квантового выхода (b); спектры фотолюминесценции этого же фотокатода при температуре 90 и 300 К (с)

На полученных спектрах распределения фотоэлектронов по энергиям (рис. 2) отчётливо виден вклад как от первого, так и от второго фотокатода. Стоит отметить, что кривые распределения фотоэлектронов по энергиям имеют резкую границу вблизи уровней вакуума каждого из фотокатодов. Данная граница укладывается в диапазон напряжений 10 – 15 мВ, что может говорить о достаточно высоком разрешении по энергии в данной системе. Наличие сигнала при освещении фотокатода светом с длиной волны более 900 нм, вероятно, обусловлено наличием поверхностных состояний. Также стоит отметить, что при нулевой разности потенциала в широком спектральном диапазоне в диоде наблюдается фототок.

Полученные результаты показывают возможность исследования фотоэмиссионных свойств антимонидов щелочных металлов в плоскопараллельных вакуумных фотодиодах.



**Рис. 2.** Спектры распределения фотоэлектронов по энергиям в исследуемом вакуумном фотодиоде при T = 300 и 90 K

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ, грант № 20-32-90152.

- 1. Musumeci P. *et al.* // Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A 907, 209–220 (2018).
- Cocchi C., Mistry S., Schmeißer M. *et al.* // Sci Rep 9, 18276 (2019)
- Wang G. et al. // Sol. Energy Mater. Sol. Cells 159, 73–79 (2017)/
- Orlov D.A. *et al.* // J. of Instrumentation, 11 C04015 (2016).
- Ettema A.R.H.F., De Groot R.A. // Phys. Rev. B 61, 10035 (2000).
- 6. Spicer W.E. // Phys. Rev. 112, 114 (1958).
- Бегучев В.П., Шефова И.А., Шульгина М.Н. // ЖТФ. Т.58.- N8.-C.1595 -1597 (1988).
- Rodionov A.A. *et al.* // Phys. Rev. Appl. 8, 034026 (2017).

# Трансформация буферного слоя в монослой графена на SiC(0001) посредством интеркаляции кобальта

А.А. Рыбкина<sup>1, \*</sup>, С.О. Фильнов<sup>1</sup>, Д.А. Глазкова<sup>1</sup>, А.В. Тарасов<sup>1</sup>, А.В. Ерыженков, А.М. Шикин<sup>1</sup>, А.Г. Рыбкин<sup>1</sup>

<sup>1</sup> Санкт-Петербургский государственный университет, Университетская наб. 7-9, Санкт-Петербург, 199034.

\*a.rybkina@spbu.ru

Исследован процесс интеркаляции атомов магнитного металла Со под буферный слой графена на 6H-SiC(0001), в результате которого происходит трансформация буферного слоя в монослой графена. Показано, что полученный в результате интеркаляции квазисвободный графен находится на тонком слое кремния. Результаты данной работы являются основой для дальнейших экспериментов по реализации магнитно-спин-орбитального графена

#### Введение

Исследование графена является одним из перспективных научных направлений в современной физике конденсированного состояния. Безмассовость квазичастиц в графене и линейность дисперсионной зависимости E(k) обеспечивают аномально высокую проводимость графена и другие уникальные свойства. А гигантское спиновое расщепление электронных состояний, обнаруженное в графене при контакте с тяжелыми и магнитными металлами, открывает широкие перспективы для применения в устройствах спинтроники, в частности, в области хранения информации и квантовых вычислений [1]. Однако для успешного применения графена в элементах устройств необходимо использовать изолирующие подложки, например, SiC(0001). Ранее была изучена возможность интеркаляции магнитного металла Со под графен на SiC(0001), но она приводила к формированию двухслойного графена [2,3]. Очевидно, что для получения однослойного графена требуется проводить интеркаляцию магнитного металла под нулевой (буферный) слой углерода на подложке SiC.

#### Результаты и обсуждение

Эксперименты проводились in situ в условиях сверхвысокого вакуума на оборудовании ресурсного центра «ФМИП» Научного парка СПбГУ. Исследование образцов проводилось методами рентгеновской фотоэлектронной спектроскопии (XPS), ультрафиолетовой фотоэлектронной спектроскопии с угловым разрешением (ARPES) и дифракции медленных электронов (ДМЭ). Толщина наносимых слоев кобальта варьировалась в диапазоне от 4 до 10 Å.





В качестве Siподложки использовались терминированные пластины 6H-SiC(0001). Известно, что метод синтеза графена путем высокотемпературной графитизации SiC протекает в несколько этапов. Формированию однослойного графена предшествует стадия реконструкции  $(6\sqrt{3} \times 6\sqrt{3})R30^{\circ}$ поверхности SiC, которая и называется буферным (нулевым) слоем графена на SiC(0001) [4,5]. В отличие от технологии синтеза с дополнительным напылением Si или с использованием инертных газов, в данной работе применялся только высокотемпературный отжиг. Наличие яркого рефлекса в верхней части ромба свидетельствует о завершении формирования ( $\sqrt{3} \times \sqrt{3}$ )R30° стадии и соответствует квази-(5×5) реконструкции, которая тесно связана с « $6\sqrt{3}$ » реконструкцией поверхности SiC [5]. На рис. 2(а) показан XPS спектр С 1s для буферного слоя графена на SiC(0001), характерная форма которого обусловлена наличием трех компонент: 283.6 эВ соответствует углероду в SiC, и две компоненты S1 (284.7 эВ) и S2 (285.5 эВ) соответствуют связям углерода в буферном слое [4,5].



Рис. 2. XPS спектры C 1s (a) – буферного слоя графена/6H-SiC(0001), (b) – системы после интеркаляции Со методом напыления на подложку при комнатной температуре с последующим отжигом системы, (c) – после интеркаляции Со при напылении на нагретую подложку (см. текст). Энергия фотонов 1486,6 эВ (AI Kα). (d) – Дисперсионные зависимости электронных т состояний монослоя графена после интеркаляции Со, измеренные в области точки К зоны Бриллюэна графена. Энергия фотонов 40.8 эВ (He II)

На рис. 1(а) представлена (1×1) картина ДМЭ чистой поверхности 6H-SiC(0001). В результате последовательности отжигов при температурах от 950 до 1250оС сформировался буферный слой графена. На рис. 1(b) представлена картина ДМЭ, характерная для ( $6\sqrt{3}\times6\sqrt{3}$ )R30о реконструкции поверхности SiC. Отличительной особенностью стадии формирования буферного слоя является эволюция рефлексов внутри ромба, отмеченного желтыми пунктирными линиями на вставке рис. 1(b).

Интеркаляция Со под буферный слой графена была проведена двумя способами. В первом случае напыление Со производилось при комнатной температуре и сопровождалось отжигом системы до температуры 550°С. А во втором случае напыление Со осуществлялось уже на нагретую до 550°С подложку. На рис. 2 (a,b) показаны фотоэлектронные спектры С 1s, измеренные для конечных стадий двух описанных способов интеркаляции. При интеркаляции Со под буферный слой в спектрах С 1s наблюдается уменьшение компонент S1 и S2 и компоненты карбида. При этом появляется новая компонента при энергии 284.7 - 284.6 эВ, характерная для монослоя графена [2,4,5]. Детальный анализ фотоэлектронных спектров С 1s, Si 2p, Co 2р показал, что интеркаляция атомов Со приводит к трансформации буферного слоя в монослой графена.

Более того, было показано, что интеркаляция кобальта на нагретой подложке происходит в 2-3 раза быстрее, чем в случае напыления кобальта при комнатной температуре с последующим отжигом. Эффективность интеркаляции при напылении металла на нагретую подложку было описано ранее в работе [2]. На рис. 2(d) представлены ARPES данные графена после интеркаляции Со, измеренные в области точки К поверхностной зоны Бриллюэна. Дисперсионные зависимости электронных  $\pi$  состояний графена имеют линейный характер с точкой Дирака вблизи уровня Ферми, что свидетельствует о слабом взаимодействии с подложкой. Проведенный анализ спектров XPS с угловым разрешением показывает, что в результате интеркаляции Со графен находится на тонком слое Si. Наличие атомов Si под графеном приводит к блокировке сильного взаимодействия графена с кобальтом, что объясняет квазисвободный характер Дираковского конуса на рис. 2(d).

Таким образом, разработана технология формирования буферного слоя графена/SiC(0001) и последующей интеркаляции атомов кобальта, в результате которой получен упорядоченный квазисвободный графен на поверхностном силицида кобальта, терминированного кремнием. Полученные результаты являются основой для дальнейших экспериментов по реализации магнитно-спин-орбитального графена на изолирующей подложке.

Работа выполнена в рамках гранта СПбГУ (№73028629) и гранта РНФ №20-72-00031.

- Rybkin . A.G. et al. // Nano Letters 18 (3), 1564– 1574 (2018)
- 2. Гребенюк Г.С. *и др. //* ФТТ, том 62, вып. 3 (2020).
- 3. Zhang Y. et al. // Nanotechnology 28, 075701 (2017).
- 4. Emtsev K.V. et al. // PRB 77, 155303 (2008)
- 5. Riedl C. et al. // J. Phys. D: Appl. Phys. 43, 374009 (2010).

# Исследование антифазных доменов в структурах GaAs/AlGaAs/Ge/Si(100)

# А.В. Рыков<sup>1,\*</sup>, Р.Н. Крюков<sup>1</sup>, И.В. Самарцев<sup>1</sup>, П.А. Юнин<sup>2</sup>, В.Г. Шенгуров<sup>1</sup>, Н.В. Байдусь<sup>1</sup>

<sup>1</sup> Нижегородский Исследовательский Физико-Технический Институт, Университет Лобачевского, пр. Гагарина, 23, корп.3, Нижний Новгород, 603950

<sup>2</sup> Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, д. 7, Нижний Новгород, 607680

\*rikov@nifti.unn.ru

Экспериментально показано снижение плотности и размеров антифазных доменов на поверхности образцов, а также улучшение оптических свойств слоя GaAs в результате изменения состава зародышевого слоя AlGaAs. Структуры GaAs/Al<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>As выращены методом MOC-гидридной эпитаксии на виртуальных подложках Ge/Si с использованием зародышевого слоя с различным содержанием алюминия *x* в твердом растворе. Для роста были использованы подложки виртуальные Ge/Si(100), изготовленные методом горячей проволоки.

Проблемы создания гибридных эпитаксиальных структур типа A3B5/Si для создания оптоэлектронных устройств активно исследуются в последние десятилетия [1]. Одной из особенностей роста полярного полупроводника GaAs на неполярной подложке Si является образование антифазных доменов (АФД) – областей одного и того же материала, но с обратным расположением подрешеток Ga и As. Границы между доменами - антифазные границы (АФГ), представляют собой пары связей Ga-Ga и As-As, что приводит к рассеянию носителей и безызлучательной рекомбинации [2]. Для получения слоев без АФД достаточно использовать подложки с небольшим отклонением (≥0.5°) [3]. Ранее нами были изготовлены светоизлучающие структуры на подложках Ge/Si(100), и исследования показали, что в активной области одной из светодиодных структур отсутствуют АФД [4]. Однако в указанной работе не было уделено должное внимание ориентации используемых подложек. С помощью метода рентгеновской дифракции выявлено, что описанные в [5] структуры выращены на подложках с разориентацией 0.7° (с АФГ) и 0.2° (без АФГ) к направлению, повернутому на 20° по часовой стрелке от [110]. Хотя отклонение от основного кристаллографического направления остается важнейшим фактором в образовании и распределении антифазных доменов, наряду с этим важны как параметры роста слоев A3B5 (температура роста, отношение V/III), так и конкретное состояние поверхности подложки и условия образования зародышевых слоев [5]. В данной работе рассматривается влияние состава зародышевого слоя на формирование АФД в структурах GaAs/AlGaAs на подложках Ge/Si. Для исключения неопределенности, связанной с возможным различием разориентации,

все структуры выращивались на подложках, полученных путем раскалывания единой виртуальной подложки Ge/Si(100).

#### Эксперимент

По данным рентгеновской дифракции, подложка Ge/Si(100) имела случайное отклонение от номинальной ориентации 0.7° к [110]. Виртуальная подложка Ge/Si изготавливалась методом осаждения из газовой фазы с использованием горячей танталовой проволоки [6]. Слои АЗВ5 выращивались методом МОС-гидридной эпитаксии в установке AIX 200RF при пониженном давлении. Образцы в серии отличались зародышевыми слоями Al<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>As, где x (относительное содержание Al в твердом растворе) имел значения 0, 0.3, 0.6 и 1. Подложка предварительно отжигалась в атмосфере водорода с арсином при 750°С. Затем температура снижалась до 710°С и выращивалась пара слоев AlGaAs толщиной 20 nm, разделенных 50 nm слоем GaAs (для образца с x = 0 выращен сплошной слой GaAs толщиной 90 nm). Затем выращивался слой GaAs:Si толщиной 1.1 µm.

# Результаты и обсуждение

Результаты оптической микроскопии (Рис. 1) для образцов с зародышевым слоем GaAs и AlAs показывают наличие замкнутых линий неправильной геометрической формы, характерных для границ антифазных доменов. Для образца с AlAs (x = 1) размеры доменов таковы, что можно точно выделить доминантную фазу GaAs, внутри которой есть включения антифазных доменов, тогда как для образца с GaAs (x = 0) можно заключить, что обе фазы приблизительно равносильны.



Рис. 1. Фотографии поверхности образцов GaAs/Al<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>As/Ge/Si. Шкала в левом нижнем углу соответствует 10 µm

Более подробное исследование методом атомносиловой микроскопии выявило, что в образцах с x = 0.3 и 0.6 также присутствуют антифазные домены, границы которых характеризуются резкими перепадами по высоте на поверхности структур. В Табл. 1 приведены характеристики поверхности, измеренные по результатам АСМ.

Таблица 1.	Парамет	ры образцов	GaAs/Al <sub>x</sub> Ga <sub>1</sub> .	"As/Ge/Si
------------	---------	-------------	--	-----------

Параметр	x=0	x=0.3	x=0.6	x=1
Плотность АФГ, µm <sup>-1</sup>	0.55	0.003	0.019	0.88
Средняя площадь АФД, µm <sup>2</sup>	18.5	0.4	0.6	3.4
Доля площади АФД, %	40	0.05	0.36	35

Наименьшее количество доменов наблюдается для структуры со слоем  $Al_{0.3}Ga_{0.7}As$ , их средняя площадь меньше, чем в структуре с  $Al_{0.6}Ga_{0.4}As$ . Также для этих образцов результаты ACM показывают, что поверхность доменов находится на более низком уровне, чем окружающая фаза.



Рис. 2. Спектры ФЛ образцов GaAs/Al<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>As/Ge/Si

На Рис. 2 приведены типичные спектры фотолюминесценции (ФЛ) исследуемых структур, полученные при комнатной температуре. При этом среднее значение интенсивности значительно выше для структур с x = 0.3 и 0.6, что свидетельствует о более высоком оптическом качестве структур как следствии уменьшения количества и размеров антифазных дефектов. Введенные в начало структуры слои AlGaAs позволяют получить структуры на подложке Ge/Si(100) с малым количеством антифазных доменов, выходящих на поверхность, при общей толщине структуры, не превышающей 1.2 µm. Эксперимент показал, что состав зародышевого слоя влияет на соотношение скоростей роста соседних доменов, что приводит к доминированию одной из фаз и «заращиванию» другой. В условиях эксперимента наименьшей дефектностью обладал образец с зародышевым слоем  $Al_{0.3}Ga_{0.7}As$ . Результаты измерений ФЛ показывают значительное улучшение оптического качества структур с зародышевым слоем  $Al_{0.3}Ga_{0.7}As$  и  $Al_{0.6}Ga_{0.4}As$  по сравнению со структурами с зародышевыми слоями GaAs и AlAs.

Работа выполнена при поддержке Министерства науки и высшего образования Российской Федерации (проект 075-03-2020-191/5), а также Российского Фонда Фундаментальных Исследований, проект №18-29-20016 (отработка режимов выращивания методом МОС-гидридной эпитаксии).

- Liang D., Bowers E. // Nature Photonics, 4, 511 (2010).
- Martin M., Baron T., Bogumulowicz Y., Deng H., Li K., Tang M., Liu H.. Post-Transition Metals. (IntechOpen, Online). Volume "GaAs Compounds Heteroepitaxy on Silicon for Opto and Nano Electronic Applications" (2020).
- 3. Bogumilowicz Y., Hartmann J.M., Cipro R. *et al.* // Applied Physics Letters, 107, 212105 (2015).
- Rykov A.V., Dorokhin M.V., Vergeles P.S. *et al.* // J. Phys.: Conf. Ser, 1124, 022037 (2018).
- Cornet C., Charbonnier S., Lucci I. *et al.* // Phys. Rev. Materials, 4, 053401 (2020).
- Matveev S.A., Denisov S.A., Guseinov D.V. *et al.* // J. Phys.: Conf. Ser. 541, 012026 (2014).

# Спектральные особенности полупроводниковых лазеров ближнего ИК-диапазона на основе квантовых ям

Д.Р. Сабитов\*, К.Ю. Телегин, Н.А. Волков, Т.А. Багаев, М.А. Ладугин, А.А. Падалица, А.А. Мармалюк, А.В. Лобинцов, С.М. Сапожников, В.В. Кричевский, В.П. Коняев, В.А. Симаков

АО «НИИ «Полюс» им. М.Ф. Стельмаха», ул. Введенского, д.З, к.1, Москва, 117342. \*damsab@mail.ru

В данной работе рассмотрены примеры полупроводниковых лазеров, демонстрирующих при увеличении тока накачки и/или температуры скачкообразный сдвиг длины волны генерации. Показано, что в зависимости от конфигурации квантовой ямы наблюдаемый эффект может объяснен переходами 1е – 1lh или 1е – 3hh. Уменьшение ширины квантовой ямы приводит к устранению данных эффектов.

#### Введение

Многие из современных полупроводниковых лазеров построены на основе двойных гетероструктур раздельного ограничения с квантовыми ямами. При этом геометрия квантовых ям оказывает существенное влияние на спектральные характеристики указанных приборов. Ведущим механизмом, определяющим длину волны излучения в гетероструктурах с квантовыми ямами (КЯ) InGaAs/(Al)GaAs, является оптический переход между основными уровнями электронов и дырок (1e-1hh) [1]. Управляя параметрами квантовой ямы (шириной и энергетической глубиной) возможно управление в определенных пределах длиной волны излучения приборов. Вместе с тем, в ряде случаев возникают условия, способствующие вовлечению в генерацию возбужденных как электронных, так и дырочных состояний, что приводит к появлению спектральных особенностей.

### Эксперимент

Для исследования спектральных характеристик были использованы образцы лазерных диодов на основе эпитаксиальных квантоворазмерных гетероструктур InGaAs/GaAs/AlGaAs, выращенные методом MOC - гидридной эпитаксии. При изготовлении лазерных диодов варьировалась длина и коэффициенты отражения граней резонатора. При изучении температурной зависимости длины волны излучения установлено, что в ряде случаев с ростом температуры, помимо прогнозируемого увеличения длины волны на 0,25 нм/К, наблюдалось скачкообразное ее уменьшение. Для определения причин такого поведения длины волны были проведены расчеты спектров материального усиления КЯ InGaAs/GaAs по известной формуле:

$$g(E) = \frac{\pi q^2 h |M|^2}{\varepsilon_0 n d c m_0^2 E} \sum_{i=lh,hh} P_{c_i} \rho_{red_i}(E) (f_c - f_v) \quad (1)$$

где q и  $m_0$  – заряд и масса свободного электрона, n – показатель преломления, d – толщина квантовой ямы, c – скорость света в вакууме, E – энергия фотона,  $|M|^2$  – матричный элемент перехода, усредненный по всем поляризациям,  $P_{ci}$  – поляризационный фактор,  $\rho_{red}$  (E) – приведенная плотность состояний,  $f_c$ ,  $f_v$  – функции распределения Ферми-Дирака для электронов в зоне проводимости и валентной зоне.

Оптическое усиление определялось с учетом уровней размерного квантования в зоне проводимости (1e, 2e) и валентной зоне (1hh, 2hh, 3hh и 1lh, 2lh) КЯ.

Условием возникновения генерации лазерного излучения является равенство модального усиления и суммы внутренних оптических потерь и потерь на вывод излучения:

$$g(E) \Gamma = \alpha_i + \frac{1}{2L} ln\left(\frac{1}{R_1 R_2}\right)$$
(2)

где g(E) – материальное усиление,  $\Gamma$  – фактор оптического ограничения, L – длина резонатора,  $R_i$ ,  $R_2$  – коэффициенты отражений зеркал резонатора,  $\alpha_i$  – внутренние оптические потери.



**Рис. 1.** Зависимость спектра усиления КЯ InGaAs/(AI)GaAs от температуры

На рис. 1 представлены спектры усиления КЯ исследованных образцов, рассчитанные на пороге генерации для двух температур  $T_1$  и  $T_2$ , причем  $T_2$ больше, чем  $T_1$ . На каждом спектре наблюдаются два пика, соответствующие энергетическим переходам 1e – 1hh и 1e – 1lh в КЯ. При температуре  $T_1$ преобладает длинноволновый пик.

С повышением температуры на спектре усиления коротковолновый пик становится более интенсивным, что обуславливает скачкообразное изменение длины волны генерации на 4 нм.

Такое поведение длины волны хорошо согласуется с измерениями, при которых был обнаружен корот-коволновый сдвиг длины волны излучения на 4 – 6 нм.

Другой вид спектральных особенностей наблюдался в лазерных диодах, с КЯ InGaAs с большим содержанием In.

При вариации параметров резонатора и геометрии КЯ встречались образцы с одновременной генерацией на двух длинах волн при увеличении тока накачки.



**Рис. 2.** Спектр излучения лазерного диода с КЯ In-GaAs/(AI)GaAs

Например, генерация лазерного излучения начиналась на длине волны 1085 нм, но с увеличением тока накачки происходила одновременная генерация на двух длинах  $\lambda_1 = 1085$  нм и  $\lambda_2 = 1045$  нм, а при дальнейшем увеличении тока генерация осуществлялась только на более короткой длине волны. Рис. 2 демонстрирует типичный спектр такого образца. Видно, что коротковолновая полоса излучения хорошо соответствует энергии оптического перехода 1е – 3hh.

Следует отметить, что в рассматриваемых случаях не возникали условия, способствующие генерации с участием перехода 2e – 2hh, как это описано в [2,3]. Для создания лазерных диодов с требуемыми спектральными характеристиками необходим выбор соответствующих параметров резонатора для каждой геометрии КЯ InGaAs/(Al)GaAs.

- Елисеев П.Г., Акимова И.В. // Квантовая электроника, 25, 206 (1998).
- 2. Винокуров Д.А., Зорина С.А., Капитонов В.А. *и др.* // *ФТП*, 41, 10 (2007).
- Dutta N.K., Jaques J., Piccirilli A.B. // Electronics Letters, V.38, 11 (2002).

# Фоточувствительные гетероструктуры на длину волны до 1,25 мкм с дискретным метаморфным буфером на GaAs

И.В. Самарцев<sup>1\*</sup>, С.М. Некоркин<sup>1</sup>, Б.Н. Звонков<sup>1</sup>, К.Е. Кудрявцев<sup>2</sup>, А.В. Здоровейщев<sup>1</sup>, С.М. Планкина<sup>1</sup>, А.В. Рыков<sup>1</sup>

<sup>1</sup> Научно-исследовательский физико-технический институт Нижегородского государственного университета им. Н.И. Лобачевского, просп. Гагарина, 23/3, Нижний Новгород, 603950

<sup>2</sup> Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, д. 7, Нижний Новгород, 607680

\*woterbox@mail.ru

Методом МОС-гидридной эпитаксии на подложке GaAs получена фоточувствительная гетероструктура с дискретным метаморфным буферным слоем. Проведены исследования спектров стимулированного излучения и комбинационного рассеяния. На изготовленных фотодиодах исследованы спектры фототока и вольт-амперные характеристики. Показано, что данный способ формирования метаморфного буферного слоя позволяет получить фотодиод In<sub>0,3</sub>Ga<sub>0,7</sub>As на подложке GaAs диапазона 0,9 - 1,25 мкм с плотностью дефектов порядка 10<sup>6</sup> см<sup>-2</sup>.

Фотодиоды, работающие в коротковолновом инфракрасном диапазоне (до 3 мкм), выращенные на подложках GaAs, представляют интерес как замена используемых сейчас для этого диапазона приборов, выращенных на подложках InP. Одним из направлений создания таких фотодиодов является использование метаморфных буферов (МБ) [1]. Практическая реализация метаморфных гетероструктур на GaAs, характеристики которых не уступали бы характеристикам гетероструктур на InP. затруднена неполным подавлением прорастания дислокаций в активные слои структуры и возникновением микрорельефа поверхности.

Таким образом, является актуальной задача поиска и оптимизации конструкции МБ с целью улучшения кристаллического качества получаемых гетероструктур.

В настоящей работе представлены результаты по исследованию фоточувствительных GaAs гетероструктур и фотодиодов на их основе, полученных методом МОС-гидридной эпитаксии на подложках GaAs (100) с применением дискретного МБ. Авторами данной работы ранее были получены аналогичные гетероструктуры, однако, структуры имели матовую поверхность со средней шероховатостью 40 нм. В данной работе проведена оптимизация фоточувствительных гетероструктур с дискретным МБ. Оптимизация коснулась скорости температуры И роста метаморфного слоя.

# Экспериментальные образцы

Исследуемая гетероструктура получена методом МОС-гидридной эпитаксии при атмосферном давлении. На подложке n-GaAs выращивался слой n-GaAs толщиной буферный 180 нм  $(10^{18})$ см<sup>-3</sup>). легированный кремнием Далее формировался дискретный МБ общей толщиной 1,3 мкм (легированный Si до 10<sup>18</sup> см<sup>-3</sup>) и p-i-n структура, состоящая из слоев: n-In<sub>0.3</sub>Ga<sub>0.7</sub>As толщиной 360 нм (легированного Si до  $10^{18}$  см<sup>-3</sup>), i-In<sub>0.3</sub>Ga<sub>0.7</sub>As толщиной 1420 нм и p-In<sub>0.3</sub>Ga<sub>0.7</sub>As толщиной 360 (легированного Zn HM ло  $7 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ ).

Процесс формирования дискретного МБ слоя заключается в изменении толщин чередующихся материалов GaAs и InGaAs в противоположных направлениях по мере роста буферного слоя, при этом состав остается прежним. Так, на начальном этапе роста толщины GaAs и In<sub>0.3</sub>Ga<sub>0.7</sub>As составили 62 нм и 3 нм соответственно. При росте буферного слоя происходило уменьшение толщины GaAs и увеличение толщины In<sub>0.3</sub>Ga<sub>0.7</sub>As. На завершающей стадии роста МБ толщина слоя GaAs составила 3 нм, толщина In<sub>0.3</sub>Ga<sub>0.7</sub>As – 62 нм. Общее количество чередующихся слоев составило 38. Таким образом, дискретный МБ состоит из множества периодов GaAs/In<sub>0.3</sub>Ga<sub>0.7</sub>As различной толщины, в которых происходит блокировка распространения дислокаций на гетероинтерфейсах. Схематическое изображение конструкции гетероструктуры показано на рис. 1.



Рис. 1. Схема дискретного МБ в фотодиодной структуре

На основе полученных гетероструктур были изготовлены фотодиоды. Со стороны структуры были нанесены Au омические контакты методом термического испарения в вакууме, затем была вытравлена мезаструктура диаметром 0,56 мм. Для уменьшения влияния поверхностных токов утечки, проведена очистка и пассивация поверхности образцов методами реактивного ионного травления с последующим термическим окислением в атмосфере кислорода.

# Результаты

Проведены исследования шероховатости поверхности с помощью атомно-силовой микроскопии. Среднеквадратичное отклонение (RMS) составило 20 нм. Плотность дислокаций можно оценить по плотности ямок травления, которая посчитана с помощью оптической микроскопии и составила  $10^6$  см<sup>-2</sup>. В условиях импульсной лазерной накачки при пороговой мощности 250 кВт/см<sup>2</sup> в спектре излучения образца возникает узкая ( $\Delta\lambda < 12$ нм) интенсивная линия излучения на длине волны 1183 нм.

С целью исследования состава фоточувствительной области кристаллического качества ΜБ и проведены исследования спектров комбинарассеяния ционного от поперечного скола (плоскости (110)) структуры при комнатной температуре с использованием лазера 473 нм. Спектры комбинационного рассеяния от поперечного скола структуры свидетельствуют о кристаллической структуре эпитаксиальных слоев. Аппроксимация спектров КРС функцией Лоренца выявляет разрешенные в этой геометрии моды, соответствующие поперечным оптических фононам (TO) твердого раствора: слабоинтенсивную InAsподобную моду и близкорасположенные GaAsподобную и сравнимую с ней по интенсивности моду DATO (disorder activated transverse optical mode [2]).

В слаболегированной части фоточувствительной области частота фононных мод InGaAs меняется слабо и составляет 230 и 260 см-1 для InAs- и GaAs-подобных ТО-мод соответственно Такие значения частот соответствуют содержанию индия в InGaAs около 30%. В области МБ наблюдается увеличение частоты всех мод твердого раствора (по сравнению со слаболегированной областью InGaAs) и уменьшение частоты ТО-моды GaAs от 268 см<sup>-1</sup> в подложке до 262 см<sup>-1</sup> на границе с p-i-n слоем InGaAs.

Такое изменение частот соответствует напряжениям растяжения в слоях GaAs, и напряжениям сжатия в слоях InGaAs. Таким образом, МБ находится в напряженном состоянии.

Спектральная зависимость фототока фотодиодов, изготовленных на основе полученных структур, имеет максимум на длине волны 1135 нм, где правая граница фототока соответствует длине волны 1250 нм. Значение темнового тока при обратном смещении - 4 В составило 5×10<sup>-6</sup> А.

Таким образом, в результате модификации структур с дискретным метаморфным буфером выращены и исследованы фоточувствительные гетероструктуры. Шероховатость поверхности снижена в два раза по сравнению с аналогичными структурами, полученными ранее (до 20 нм) [3]. В условиях мощной импульсной оптической накачки стимулированное получено излучение от объемного слоя In<sub>0.3</sub>Ga<sub>0.7</sub>As на длине волны 1183 нм. Установлено, что дискретный МБ состоит из чередующихся слоев InGaAs и GaAs, при этом МБ находится в напряженном состоянии, что объясняет низкую плотность дефектов.

Работа выполнена при поддержке Министерства науки и высшего образования Российской Федерации (проект 075-03-2020-191/5).

- Самарцев И.В., Некоркин С.М., Звонков Б.Н. и др. // ФТП, Т.12, В. 52, С 1460 – 1463, 2018.
- Groenen J., Carles R., Landa G. // Phys. Rev. B., 58 (16), 10452 (1998).
- Самарцев И.В. *и др.* Нанофизика и Наноэлектроника – XXIV междунар. симп., 2020, с. 729.

# Влияние оксидного поверхностного слоя на рост эпитаксиальных нитевидных нанокристаллов кремния

# Н. Свайкат<sup>1, \*</sup>, А.Ю. Воробьев<sup>1</sup>, Л. В. Ожогина<sup>1</sup>, В.А. Небольсин<sup>1, §</sup>

<sup>1</sup> Воронежский государственный технический университет, ул. ХХ-летия Октября, 84, Воронеж, 394006

\*nada.s84@mail.ru, §vcmsao13@mail.ru

Рассмотрены вопросы термодинамики образования оксидов кремния и основных металлов-катализаторов в процессе роста нитевидных нанокристаллов (ННК) Si по схеме пар-жидкость-кристалл. Показано, что ННК при температурах синтеза термодинамически неустойчивы в газовой фазе, содержащей любые ощутимо малые концентрации O<sub>2</sub>, и при благоприятных кинетических условиях должны всецело превращаться в диоксид (SiO<sub>2</sub>). Термическая диссоциация SiO<sub>2</sub> в условиях роста ННК практически неосуществима. При этом более тонкие ННК должны окисляться сильнее.

### Введение

В настоящее время нитевидные нанокристаллы (ННК) полупроводниковых материалов (нанопроволоки) привлекают особое внимание исследователей всего мира по причине необычности их свойств и огромного потенциала для практического применения. Однако сдерживающим фактором являются проблемы их управляемого выращивания. Так, непреднамеренное окисление ростовой Si-подложки, частиц металла-катализатора или боковой поверхности эпитаксиальных ННК Si приводит к неустойчивости кристаллизационного процесса, а, в отдельных случаях, вообще, может блокировать рост квазиодномерных кристаллов [1].

### Результаты и обсуждение

При выращивании ННК Si в присутствии наночастиц Аи в потоке Н<sub>2</sub>, не подвергшемся дополнительной очистке от остатков O2 и в котором присутствуют следовые остатки паров воды, на поверхности нанопроволок и ростовой подложке образуется слой SiO<sub>2</sub> толщиной 0,5-1,5 нм. Согласно результатов спектрального анализа полученных образцов элементный состав поверхностной оксидной пленки ННК может быть выражен как SiO<sub>x</sub> (где х принимает значения от 1 до 2), что соответствует составу контрольных кварцевых образцов. Фазовый анализ показывает, что окисленные поверхностные слои ННК Si имеют аморфную структуру, в отличие от кристаллической структуры кварцевых образцов. Видимо, поверхностные слои SiO<sub>2</sub> при температурах ниже 1473 К могут формироваться на ННК Si только по двухстадийной схеме: вначале аксиальный рост ННК Si, а затем радиальный рост оксидного слоя за счет окисления Si.

Из-за присутствия оксидного поверхностного слоя рост ННК Si заторможен, кристаллы характеризуются сильной морфологической неустойчивостью, имеют множественные изгибы, причем изгибы имеют одно- и многоколенный характер, а угол наклона при изгибах принимает различные значения, не зависящие ни от радиуса ННК, ни от типа металла-катализатора (рис. 1).



**Рис. 1.** РЭМ-изображение (при различных увеличениях (а) и (б)) ННК Si, выращенных в потоке H<sub>2</sub>, не подвергшемся дополнительной очистке от O<sub>2</sub>

Установлено, что, хотя Au и стойко к окислению, оно может катализировать окисление Si. Показано, что при постоянной температуре увеличение степени дисперсности SiO<sub>2</sub>, а значит и возрастание активности  $a_{SiO2}$  ведет к росту упругости диссоциации, т.е. к разложению диоксида, а повышение дисперсности Si (в нашем случае уменьшение диаметра HHK Si) и активности  $a_{Si}$  - к ее уменьшению, т.е. окислению Si и образованию оксидных слоев на ННК (рис. 2)

$$p_{O_2(SiO_2)} = \frac{1}{K} \frac{a_{SiO_2}}{a_{Si}}$$
(1)

Другими словами, уменьшение поперечных размеров ННК приводит к тому, что у них повышается тенденция к взаимодействию с О<sub>2</sub>, и последний прочнее удерживается кремнием. При этом более тонкие ННК окисляются сильнее, чем более толстые.



**Рис. 2.** График для определения направления реакции образования (диссоциации) SiO<sub>2</sub> при заданном давлении  $p_{O_2(real)}$ 

Физически это можно пояснить следующим образом. Изобарно-изотермический потенциал G (или химический потенциал) характеризует стремление компонента к выходу из той фазы, в которой он находится. Чем выше дисперсность вещества, т.е. меньше размеры частиц, тем у него больше G, и тем оно менее устойчиво, а, следовательно, и более активно.

При температурах синтеза 800-1400 К ННК Si термодинамически неустойчивы в газовой фазе, содержащей любые ощутимо малые концентрации O<sub>2</sub>, и при благоприятных кинетических условиях Si должен всецело превращаться в оксид. Термическая диссоциация SiO<sub>2</sub> в условиях роста ННК Si практически неосуществима.

При температурах, достигаемых в ростовых процессах получения ННК, для большинства оксидов металлов-катализаторов, как и для SiO<sub>2</sub>, упругость диссоциации имеет ничтожно малые значения (табл. 1), при которых она теряет физический смысл давления и превращается в расчетную термодинамическую характеристику.

**Таблица 1.** Значения логарифма упругости диссоциации для реакций образования оксидов металловкатализаторов роста ННК при *T*=1000 К (на 1 моль O<sub>2</sub>)

Металл	Реакция	lgp
Cu	4Cu+O <sub>2</sub> =2Cu <sub>2</sub> O	-9,94
Ni	2Ni+O <sub>2</sub> =2NiO	-16,02
Fe	2Fe+O <sub>2</sub> =2FeO	-20,84
AI	4/3AI+O2=2/3AI2O3	-46,70
Mg	2Mg+O <sub>2</sub> =2MgO	-53,20

В данной последовательности Si занимает промежуточное положение между Fe и Al. В связи с этим обращает на себя внимание тот факт, что наиболее стабильно вырастают ННК Si с участием металлов, оксиды которых менее устойчивы, чем SiO<sub>2</sub>. Это металлы, стоящие в табл. 1 выше Si: Cu, Ni и Fe.

С учетом того, что основные металлыкатализаторы, обеспечивающие устойчивый рост ННК Si, такие как Au, Pt, Pd, относятся к благородным металлам, оксиды которых неустойчивы, можно полагать, что  $O_2$  оказывает, если не решающее, то определяющее влияние на стабильность роста ННК. Поэтому при выборе типа металла в качестве катализатора роста ННК, помимо прочего, необходимо учитывать его термодинамическое сродство к  $O_2$ .

Понимание механизма образования поверхностного оксидного слоя и его влияния на рост ННК, полученное из нашего исследования, может быть решающим шагом в осуществлении воспроизводимого, низкотемпературного и управляемого роста нанопроволок с высокой плотностью.

### Заключение

Показано, что ННК при температурах синтеза термодинамически неустойчивы в газовой фазе, содержащей любые ощутимо малые концентрации O<sub>2</sub>, и при благоприятных кинетических условиях должны всецело превращаться в диоксид (SiO<sub>2</sub>). При этом более тонкие ННК должны окисляться сильнее.

# Литература

 Nebol'sin V.A., Johansson J., Suyatin D.B., Spiridonov B.A. // Cryst. Growth, V. 505, 52-58 (2019).

# Расчет упруго-напряженной активной области AlGaInAs/InP полупроводниковых излучателей спектрального диапазона 1.3-1.6 мкм

# В.Н. Светогоров<sup>\*</sup>, Ю.Л. Рябоштан, Д.Р. Сабитов, М.А. Ладугин, А.А. Мармалюк

АО «НИИ «Полюс» им. М.Ф. Стельмаха», г Москва, ул. Введенского, д.3, корп.1, 117342. \*svetogorvlad@mail.ru

Методом MOC-гидридной эпитаксии были выращены гетероструктуры на основе AlGaInAs/InP для полупроводниковых излучателей. Использование оптимизированной упруго-напряженной активной области позволило достигнуть мощности излучения свыше 4 Вт в непрерывном режиме генерации для лазерного диода и более 5 мВт для суперлюминесцентого диода.

#### Введение

Излучающие приборы на основе гетероструктур (ГС) AlGaInAs/InP, применяемые в области 1.3 - 1.6 мкм, широко используются в разнообразных системах передачи информации по волоконнооптическим линиям связи, а также в медицине, в системах мониторинга окружающей среды и в спектроскопии промышленных газов. Обширность и значимость применений требует постоянного улучшения их рабочих характеристик. Однако, считается, что указанный диапазон характеризируется повышенной интенсивностью Ожерекомбинации [1], что ухудшает внешнюю квантовую эффективность, снижает уровень выходной мощности, а также обуславливает высокую температурную зависимость выходных характеристик приборов.

### Методика эксперимента

Для борьбы с Оже-рекомбинацией предложено использовать напряженные и упруго-компенсированные квантовые ямы в активной области полупроводниковых излучателей. При этом величина напряжений в таких квантовых ямах не должна превышать критических значений для предотвращения генерации дислокаций несоответствия.

Некоторые модели по расчету распределения упругих напряжений по всей толщине ГС [2; 3], способны дать оценку вероятности возникновения дислокаций несоответствия.

Такие модели, учитывают только влияние напряжений уже выращенных слоев на напряжение растущего слоя (в «прямом» направлении), что позволяет определить максимально допустимые сжимающие и растягивающие напряжения в квантовых ямах и барьерных слоях соответственно.

Однако, указанные модели не рассматривают влияние растущего слоя на напряжения в уже выращенных слоях (в «обратном» направлении). Расширение возможностей таких моделей путем учета как «прямого», так и «обратного» влияния позволило уточнить параметры активной области и улучшить излучательные характеристики приборов.

В данной работе спроектированы три различные конфигурации активной области ГС AlGaInAs/InP с напряжением сжатия в КЯ и растяжения в БС. Оценку степени взаимной компенсации напряжений в активной области проводят расчётом распределения упругих напряжений по всей толщине ГС ( $\tau_{eff}$ ), как в к «прямом» направлении (отображается на рис.1-3 серым цветом), так и с учетом обратного направления (отображается черным цветом).

В табл. 1 предоставлены параметры активной области с КЯ и БС с толщиной 55Å для КЯ, но различными величинами є (упругим напряжением, представленным степенью рассогласования) и толщинами БС.

Таблица 1. Параметры активной области

Структура	ε(QW), %	ε(Бар), %	h (Бар), Å
А	+1.4	-0.8	90
В	+1.4	-0.8	120
C	+1.4	-0.5	90



Рис. 1. Результат расчета распределения упругих напряжений по всей толщине гетероструктуры. С учетом только «прямого» направления — серая линия. С учетом «обратного» направления — черная линия. Структура *А* 



Рис. 2. Результат расчета распределения упругих напряжений по всей толщине гетероструктуры. С учетом только «прямого» направления — серая линия. С учетом «обратного» направления — черная линия. Структура *В* 



Рис. 3. Результат расчета распределения упругих напряжений по всей толщине гетероструктуры. С учетом только «прямого» направления — серая линия. С учетом «обратного» направления — черная линия. Структура С

Фотолюминесцентные исследования активной области различной конфигурации, показали следующее. Структуры A и B характеризовались практически идентичными значениями интенсивности, при этом интенсивность сигнала фотолюминесценции структуры C была меньше в два раза. Это подтверждает правильность применения предложенной модели, исходя из условия, что при  $\tau_{eff} > 0$  происходит генерация дислокаций несоответствия.

#### Результаты

На основе полученных результатов удалось создать лазерные диоды рассматриваемого спектрального диапазона с выходной мощностью в непрерывном режиме 4.2 Вт при 15 A и в импульсном режиме 20 Вт (100 нс, 5 кГц) при токе накачки 80 A [4]. Суперлюминесцентные диоды продемонстрировали выходную мощность более 5 мВт на выходе одномодового волоконного световода с шириной спектра 50-70 нм [5].



Рис. 5. (а) Ватт-амперная характеристика лазерного диода в непрерывном режиме; (б) – Ватт-амперная характеристика сюперлюминесцентного диода при 25 °C

- Tandon A., Bour D.P. et al. // SPIE, V. 5349, 206 (2013).
- Bolkhovityanov Yu.B. et al. // Journal Physics-Uspekhi, V. 171, 690 (2001).
- Houghton D.C. *et al.* // Applied Physics Letters, V. 64, 505 (1994).
- 4. Bagaeva O.O., Danilov A.I. *et al.* // Quantum Electronics, V. 49, 649 (2019).
- Sabitiov D.R., Ryaboshtan Yu.L. *et al.* // Quantum Electronics, V. 509, 830 (2020).
## Туннельные транзисторы как высокочувствительные детекторы терагерцового излучения

Д.А. Свинцов<sup>1, \*</sup>, Г.В. Алымов<sup>1</sup>, Д.А. Бандурин<sup>1,2</sup>, И.А. Гайдученко<sup>1,3</sup>, Г.Е. Федоров<sup>1,3</sup>, М.В. Москотин<sup>1,3</sup>, Г.Н. Гольцман<sup>3, §</sup>, А.К. Гейм<sup>2</sup>

1 Московский физико-технический институт, Институтский пер. д. 9, Долгопрудный, 1414707

<sup>2</sup> School of Physics and Astronomy, University of Manchester, Manchester M13 9PL, United Kingdom

<sup>3</sup> Московский государственный педагогический университет, ул. Малая Пироговская, 1/1, Москва, 119435

\*svintcov.da@mipt.ru

Туннельные транзисторы с управляемым затвором межзонным туннелированием зачастую рассматриваются как перспективная замена классическим МДП - транзисторам, в связи с возможностью переключения туннельного транзистора сверхмалыми напряжениями на затворе. В данной работе экспериментально и теоретически показано, что сильная чувствительность проводимости туннельного транзистора к напряжению обеспечивает его высокую чувствительность как терагерцового детектора. Экспериментально исследуется чувствительность транзистора на двухслойном графене к излучению с частотами от 0.1 до 2 ТГц, при этом транзистор может переключаться между внутризонным и межзонным режимами транспорта при изменении напряжения на затворах. Показано, что чувствительность устройства в туннельном режиме достигает 4 кB/BT при T=10 K, а эквивалентная мощность шума достигает 0.2 nBT/Гц<sup>1/2</sup>. Достигнутые характеристики детектора являются конкурентными с существующими сверхпроводниковыми болометрами.

#### Введение

Антенно-сопряженные полевые транзисторы являются эффективными детекторами излучения с частотами от десятков гигагерц до единиц терагерц [1]. Принцип работы транзисторного детектора излучения состоит в выпрямлении высокочастотного сигнала, подаваемого с антенны между истоком и затвором, благодаря различным нелинейностям транзисторной характеристики. Считывание выпрямленного сигнала производится между стоком и истоком. Важными достоинствами транзисторных детекторов являются совместимость с планарной технологией, возможность фазово-чувствительного детектирования, пикосекундное время отклика, а также медленный рост мнимой части импеданса с частотой, что обеспечивает достаточно простое сопряжение с антеннами [2-4].

До настоящего времени детектирование ТГц излучения осуществлялось «классическими» транзисторами, выполненными по технологии «металл - диэлектрик - полупроводник». Основная нелинейность в этих устройствах связана с эффектом поля, т.е. зависимостью продольной проводимости от концентрации носителей в канале. Представляет значительный практический интерес поиск устройств с более сильной нелинейностью для обеспечения более эффективного выпрямления ТГц излучения. Подобным детектором с сильной нелинейностью может являться транзистор с межзонным туннелированием, управляемым затвором. Зависимость проводимости устройства от затворного напряжения является комбинацией экспоненциальной (из-за зависимости туннельной прозрачности от напряженности поля) и ступенчатостепенной (из-за зависимости совместной плотности состояний от перекрытия зон). В ряде работ было показано, что эти факторы обеспечивают туннельным транзисторам сверхнизкое напряжение переключения (ниже «термоэмиссионного предела», равного 60 мВ на декаду

тока при комнатной температуре) [5]. В данной работе, мы впервые показываем, что сильная нелинейность туннельного транзистора может быть использована для создания чувствительных терагерцовых детекторов.

#### Результаты

Исследованные детекторы [6] основаны на полевых транзисторах с каналом из двухслойного графена. Высокочастотный сигнал подводится между истоком и затвором от терагерцовой антенны, выпрямленный сигнал фотонапряжения считывается между стоком и истоком. Выбор двухслойного графена в качестве материала канала связан с возможность настройки его зонной структуры путем изменения напряжения на управляющих затворах - верхнем и нижнем. Верхний затвор покрывает канал частично, оставляя короткие (~300 нм) секции вблизи стока и истока под управлением лишь нижнего затвора. Это дает возможность электрически индуцировать p-n переходы в канале транзистора путем подачи напряжений противоположной полярности на верхний и нижний затворы.

Пример измеренной зависимости чувствительности устройства от напряжения на верхнем затворе V<sub>to</sub> приведен на рис. 1. Зависимость чувствительности при нулевом напряжении на верхнем затворе является антисимметричной относительно точки V<sub>tg</sub>=0, что типично как для детектирования по механизму резистивного смешивания, так и для термоэлектрического эффекта [7]. Само значение чувствительности при этом невелико, и имеет порядок десятков Вольт/Ватт вдали от точки нейтральности. Ситуация радикально меняется при подаче напряжения смещения на нижний затвор  $V_{bg}$  (на рис. 1 приведены примеры для  $V_{bg}$  =-1.4 В и  $V_{bg}$  =+1.5 В). Точка нейтральности при этом, очевидно, смещается. Что более важно зависимость чувствительности от V<sub>tg</sub> становится резко асимметричной, а характерная чувствительность возрастает до единиц киловольт на Ватт.



Рис. 1. Измеренная зависимость вольт-ваттной чувствительности транзистора на основе двухслойного графена от напряжения на верхнем затворе при облучении с частотой 130 ГГц. Три различные кривые соответствуют различным напряжениям на нижнем затворе. На вставках показаны зонные диаграммы переходной области «контакт-канал» в туннельном режиме

Наибольшая по абсолютной величине чувствительность наблюдается при противоположном типе легирования канала и приконтактной области. Более детальное изучение напряжений на затворах ( $V_{\rm bg}$ ,  $V_{\rm tg}$ ), при которых происходит резкое возрастание сигнала, показывает, что эти напряжения соответствуют началу межзонного туннелирования между истоком и каналом. При таких напряжениях валентная зона истока перекрывается с зоной проводимости канала, или наоборот. Отныне такой режим работы детектора мы будем называть туннельным.



Рис 2. Эквивалентная мощность шума (ЭМШ) транзисторного детектора на основе двухслойного графена как функция напряжения на верхнем затворе при двух различных напряжениях на нижнем затворе. Черная кривая – омический режим транспорта, красная - туннельный. Зеленая область соответствует напряжениям на затворе, где ЭМШ туннельного детектора ниже аналогичной величины для типичного сверхпроводникового болометра на горячих электронах (SHEB)

Удается показать, что рост вольт-ваттной чувствительности детектора в туннельном режиме не связан с ростом сопротивления канала. Для этого достаточно вычислить «токовую чувствительность» детектора как функцию напряжений на затворах – эта величина также возрастает в туннельном режиме до единиц А/Вт. Благодаря тому, что чувствительность в туннельном режиме растет сильнее, чем сопротивление, эквивалентная мощность шума детектора достигает очень малых значений – до 0,2 пВт/Гц<sup>1/2</sup> (рис. 2). Для объяснения наблюдаемых зависимостей чувствительности от напряжения на затворе была построена теория выпрямления ТГц сигнала в транзисторах с нелинейной характеристикой контактов. Теория основана на самосогласованном расчете зонной структуры и концентрации носителей в двухслойном графене с двумя затворами, и последующем вычислении квазистатической вольтамперной и сток-затворной характеристики прибора. Предполагается, что транспорт в приконтактных областях, включающих туннельный барьер, является баллистическим, а транспорт в длинном канале транзистора является диффузионно-дрейфовым. В такой модели, фотонапряжение имеет три вклада. Первый связан с зависимостью проводимости канала от напряжения на затворе (распределенное резистивное смешивание). Второй связан с зависимостью сопротивления туннельного барьера от затворного напряжения (сосредоточенное резистивное смешивание). Третий связан с нелинейностью вольтамперной характеристики туннельного барьера. Выпрямление по первым двум механизмам должно быть пропорционально логарифмической производной квазистатической проводимости канала по напряжению на затворе dlnG/dVg, которая может быть вычислена из транспортных измерений.

Проведенные нами измерения показывают, что чувствительность детектора действительно пропорциональна крутизне сток-затворной характеристики  $d\ln G/dV_g$  в нетуннельных режимах (при отсутствии запрещенной зоны или при ее наличии и одинаковом легировании контактов и канала). В туннельном же режиме величины чувствительности и крутизны функционально не похожи. Это говорит о том, что основной вклад в выпрямление в туннельном детекторе происходит от нелинейности вольтамперной характеристики туннельного контакта. Этот же вывод подтверждается модельными вычислениями.

#### Обсуждение и выводы

Можно ожидать, что наблюдаемая высокая чувствительность терагерцового детектора на основе туннельного транзистора будет реализовываться не только в двухслойном графене, но и в других транзисторах с приконтактным межзонными p-n-переходом.

В материалах с относительно большой шириной запрещенной зоны (например, в германии или черном фосфоре) туннельный ток не будет маскироваться термоэмиссионным вплоть до комнатной температуры. Это позволяет ожидать высокой чувствительности и при *T*=300 K.

Вероятно, вывод о высокой чувствительности относится не только к туннельным транзисторам, но и к транзисторах с альтернативными методами управления током, где крутизна  $dlnG/dV_g$  не ограничена величиной e/kT. К ним относятся транзисторы с сегнетоэлектрическим затворами и приборы с электрически индуцированным фазовым переходом.

- Knap W. et al. // J. Infrared Millimeter Terahertz Waves 30, 1319–1337 (2009)/
- Boppel S. *et al.* // IEEE Trans. Microwave Theory Tech. 60, 3834–3843 (2012)/
- Muravev V.M., Solovyev V.V. et al. // JETP Lett. 103, 792–794 (2016)/
- Rumyantsev S., Liu X., Kachorovskii V., Shur M. // Appl. Phys. Lett. 111, 121105 (2017)/
- 5. Lu H., Seabaugh A. // IEEE J. Electr. Dev. Soc. 2, 44-(2014)/
- 6. Gayduchenko I., Xu S.G., *et al.* // Nature Communications **12**, article number 543 (2021)/
- Bandurin D.A., Gayduchencko I., et al. //, Applied Physics Letters 112, 141101 (2018).

## Перестраиваемый LC-резонатор на основе двумерной электронной системы

#### Н.Д. Семенов<sup>1, \*</sup>, И.В. Андреев<sup>1</sup>, В.М. Муравьев<sup>1</sup>, И.В. Кукушкин<sup>1</sup>

<sup>1</sup> Институт физики твердого тела РАН, ул. Академика Осипьяна, 2, г. Черноголовка Московской обл.,142432.

\*nikolai.semenov@issp.ac.ru

Проведено экспериментальное исследование микроволнового отклика двумерных электронных систем в гетероструктурах GaAs/AlGaAs с прямоугольными контактами на поверхности кристаллов. Показано, что такая система является плазмонным резонатором, который возможно описать в терминах LC-контура, используя кинетическую индуктивность двумерной электронной системы и емкость между областями металлизации. Резонансная частота в данном случае контролируется размером контактов, концентрацией двумерных электронов и внешним магнитным полем.

#### Введение

Совеременные технологические решения привели к возможности разработки метаматериалов [1], обладающих широким спектром уникальных электромагнитных свойств. Они активно используются для работы в видимом и инфракрасном диапазонах. Интересной особенностью явялется возможность описывать свойства метаматериалов на языке электрических цепей при правильном сопоставлении их структурных элементов резисторам, индуктивностям и конденсаторам. Такой подход является удобным и значительно облегчает разработку и проектирование новых устройств. В данной работе мы используем соотвествующий подход для микроволнового диапазона и демонстрируем возможность построения LC-резонатора на основе двумерной электронной системы.

## Экспериментальная методика и образцы

Исследования проводились на наборе высококачественных гетероструктур GaAs/AlGaAs с квантовой ямой, расположенной на глубине 450 нм под поверхностью кристаллического образца. Типичные значения электронной концентрации и подвижности при низких температурах (T = 4.2 K) равны соответственно  $(1 - 4) \times 10^{11}$  см<sup>-2</sup> и 2 × 10<sup>6</sup> см/В·с. Из гетероструктур изготавливались прямоугольные мезы размером 1.5 × 0.5 мм<sup>2</sup> с двумя металлическими контактами, размеры которых варьировались между образцами.

По коаксиальному кабелю или волноводу (в зависимости от диапазона) к изучаемому образцу подводилось микроволновое излучение с частотами 1 – 50 ГГц. Для изучения микроволнового поглощения двумерной электронной системой использовалась оптическая методика, основана на высокой чувствительности спектра рекомбинантной фотолюминесценции двумерных электронов к разогреву [2]. Эксперимент проводился в заливном гелиевом криостате со сверхпроводящим магнитом, поле (0 – 0.5 T) которого было перпендикулярно поверхности образца.

#### Результаты

В настоящей работе [3] были получены серии магнитодисперсий для всех представленных образцов. Типичная картина магнитодисперсии в заданных рамках частот представляла из себя графики двух мод зависящих от магнитного поля по закону:

$$\omega^2 = \omega_p^2 + \omega_c^2(B)$$

где  $\omega_p$  есть плазменная частота в нулевом магнитном поле, а  $\omega_c = eB/m^*$  — частота циклотронного резонанса. К этому же выражению можно прийти, разложив импеданс двумерной электронной системы в присутствие внешнего магнитного поля (модель Друде) на активную и реактивную составляющую в пределе  $\omega \tau \gg 1$ , выразив тем самым кинетическую индуктивность

$$L_k(B) = \frac{m^*}{n_s e^2} \left( 1 - \frac{\omega_c^2}{\omega^2} \right), \tag{1}$$

(где  $n_s$  — электронная концентрация; e — заряд электрона, а  $m^*$  — эффективная электронная масса) а затем выолнив подстановку  $\omega = 1/\sqrt{L_k(B)C}$  и  $\omega_p = 1/\sqrt{L_k(0)C}$ . В случае присутсвия эффектов запаздывания [4] к кинетической индуктивности добавляется слагаемое, отвечающее за вклад наведенного магнитного поля в общую индуктивность (определяется геометрией образца).

Для образца с концентрацией  $n_s = 2 \times 10^{11} \text{ см}^{-2}$  и размерами контактов 0.85 × 0.7 мм<sup>2</sup> с помощью численного моделирования были получены значе-

ние емкости C = 0.115 пФ и магнитной индуктивности L = 1.7 нГ. Кинетическая индуктивность выражается из (1) и равна  $L_k = 1.2$  нГ.

В результате вычисленное значение плазменной частоты в нулевом магнитном поле  $f_{LC} = 8.7$  ГГц хорошо согласуется с полученным экспериментально f = 9 ГГц. Изменением LC-параметров можно контролировать резонансную частоту в нулевом поле. Для проверки этого утверждения изучалась микроволновое поглащение двумерной электронной системой в образцах, где отдельно изменялась электронная концентрация (задающая L) или размеры металлический контактов (опредялющие емкость). На рис. 1 представлены результаты экспериментов с изменяемой электронной концентрацией.



Рис. 1. Магнитодисперсии нижних мод для двух образцов с разными электронными концентрациями. Присутсвие эффектов запаздывания видно из сечения циклотронного резонанса (CR) магнитоплазменными модами. На вставке приведена зависимость плазменной частоты в нулевом магнитном поле от концентрациями (сплошная кривая соответствует теоретическому расчету)

#### Заключение

Было исследовано резонансное микроволновое поглощения в двумерных электронных системах с латеральными контактами.

Обнаружено, что существующие магнитоплазменные моды соотвествуют разонансным частотам LCконутра, образованного кинетической индуктивностью двумерных электронов и емкостью между областями металлизации.

Продемонстрирована возможность перестройки резонансной частоты контура в широких диапазонах путем изменения электронной концентрации, размеров контактов или внешнего магнитного поля.

Авторы благодарят В. А. Волкова и А. А. Заболотных за плодотворные обсуждения рабочих вопросов.

- 1. Pendry J.B. // Phys. Rev. Lett., V. 85, 3966 (2000).
- Muravev V.M., Andreev I.V., Gubarev S.I., Belyanin V.N., Kukushkin I.V. //Phys. Rev. B, V. 93, 041110(R) (2016).
- Muravev V.M., Semenov N.D., Andreev I.V., Gusikhin P.A., Kukushkin I.V. //Applied Physics Letters, V. 117, 151103 (2020).
- Kukushkin I.V., Smet J.H., Mikhailov S.A., Kulakovskii D.V, Von Klitzing K., Wegscheider W. //Phys. Rev. Lett., V. 90, 156801 (2003).

## Исследование теплопереноса в тонкопленочных структурах на основе перовскитов методом низкокогерентной тандемной интерферометрии

Д.А. Семиков<sup>1,\*</sup>, П.В. Волков<sup>1</sup>, А.В. Горюнов<sup>1</sup>, А.Ю. Лукьянов<sup>1</sup>, А.Д. Тертышник<sup>1</sup>, Г.Л. Пахомов<sup>1</sup>, В.В. Травкин<sup>1</sup>

1Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, д. 7, Нижний Новгород, 603950

\*semikovda@ipmras.ru

Исследован теплоперенос в системе «прототип солнечного элемента / окружающая среда» в режиме близком к эксплуатационному. В качестве прототипа использовалась тонкопленочная структура на основе гибридного многокомпонентного иодоплюмбатного перовскита. Установлено, что при диффузной инсоляции накапливаемое в элементе джоулево тепло не превышает критического для стабильности перовскитной фазы порога, из-за диссипации в окружающую среду.

#### Введение

В настоящее время перовскитоподобные гибридные многокомпонентные фотоабсорберы являются наиболее предпочтительными материалами для тонкопленочных солнечных элементов нового поколения [1] вследствие специфического сочетания оптоэлектронных свойств, технологичности и стоимости изготовления. Вместе с тем такие фотоабсорберы недостаточно устойчивы к химической деградации, вызываемой фотолизом и/или пиролизом [2], возникающими в режиме генерации электроэнергии на масштабах времени более нескольких сотен часов. Недостаточно изученной остаётся комплиментарность фотолиза и пиролиза перовскитного фотоабсорбера как факторов его деструкции. В нашей работе приведен анализ новых экспериментальных данных о реальной температуре многослойных тонкопленочных структур на основе перовскита на функционально-важных подложках, подвергающихся непрерывному воздействию белого света различной интенсивности. Для контроля температуры впервые для подобных структур был использован метод низкокогерентной тандемной интерферометрии. Он позволяет избежать ограничений контактного датчика или пирометра. Поскольку измеряется непосредственно температура образца с нивелированием погрешностей паразитной интерференции.

#### Методика эксперимента

С использованием комбинации вакуумных и жид-костных методов осаждения были получены много-

слойные тонкопленочные структуры вида «стекло / легированный оксид олова (FTO) / MoO<sub>3</sub> 10 nm / фталоцианин титанила TiOPc 25 nm / перовскит 300 nm / MoO<sub>3</sub> 10 nm / TiOPc 25 nm / MoO<sub>3</sub> 10 nm». Подробное описание использованных методик изготовления образцов можно найти в работах [3,4]. В качестве измерительного стенда (рис. 1) использовалась разработанная в ИФМ РАН оригинальная установка контроля температуры подложек бесконтактным методом на базе источника низкокогерентного излучения и двух интерферометров, связанных между собой оптическим волокном [5]. Для облучения образцов использовалась ксеноновая дуговая лампа высокого давления с фильтром AM1.5G и фокусировочной линзой с диафрагмой.



**Рис. 1**. Схема стенда бесконтактного контроля температуры тонкопленочных образцов

В процессе измерения реализовывались два случая: 1) стандартный солнечный элемент сконструированный так, чтобы поглощать максимальное количество падающего излучения (столик – бронзовый черненый брусок); 2) полупрозрачный солнечный элемент с функционалом декорирующего энергогенерирующего покрытия (столик – подвес из двух параллельных оптических волокон толщиной 120 µm). Мощность падающего излучения варьировалась в диапазоне 40-320 mW/cm2 с целью моделирования различного уровня инсоляции. 1 солнце соответствует ~100 mW/cm2, в реальных условиях инсоляция определяется географическими координатами, метеорологической обстановкой или наличием солнечного концентратора в схеме фотопреобразователя.



Рис. 2. Экспериментальный профиль изменения температуры тонкопленочной структуры на основе перовскита на подложке стекло/FTO при освещении симулированным солнечным излучением различной интенсивности

#### Результаты и обсуждение

 При 40 mW/cm2 на тёмной поверхности (рис.
чистая подложка «стекло/FTO» нагревается на 15 °C, а подложка с многослойной тонкопленочной структурой (покрытием) – на 20 °C относительно температуры окружающей среды (~23 °C). При 40 mW/cm2 на подвесе из оптоволокна разница температур между образцом и окружающей средой не превышает 10 градусов в случаях наличия либо отсутствия покрытия. II) При 100 mW/cm2 на подвесе чистая подложка и подложка с покрытием нагреваются на 15 и 25 °C, соответственно. Интересно, что подложка, на поверхность которой осаждён только TiOPc толщиной 50 nm (суммарная толщина слоёв TiOPc в схеме имитатора тандемного перовскитного фотопреобразователя) нагревается почти на 20 °C.

III) При 120 mW/cm2 на тёмной поверхности (Рис.2) подложка с покрытием нагревались на 40 °C.

IV) При 320 mW/cm2 на темной поверхности (Рис. 2) подложка с покрытием нагревалась на рекордные 90 °C относительно температуры окружающей среды ( $\sim$ 23 °C).

Таким образом, в условиях среднегодичной диффузной инсоляции, наблюдаемой на подавляющем большинстве территорий Российской Федерации, температура преобразователя не достигает критической для перовскитов температуры в 75-80 °C [6]. А конструктивная/технологическая организация теплоотвода в элементе с целью минимизации пиролиза является проблемой второго порядка по отношению к проблемам фотолиза и электролиза перовскита.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант № 20-38-70123) и государственного задания ИФМ РАН (тема № 0030-2021-0023) с использованием оборудования ЦКП ИФМ РАН.

- Torabi N., Behjat A., Zhou Y. *et al.* // Materials Today Energy, V. 12, 70 (2019).
- Juarez-Perez E.J., Hawash Z., Raga S.R. *et al.* // Energy Environmental Science, V. 9, 3406 (2016).
- Travkin VV., Yunin P.A., Fedoseev A.N. et al. // Sol.State Science, V. 99, 106051 (2020).
- Boldyreva A.G., Zhidkov I.S., Tsarev S. *et al.* // ACS Applied Material Interfaces. V. 12, 19161 (2020).
- Volkov P.V., Goryunov A.V., Lobanov D.N. *et al.* // J. of Crystal Growth, V. 448, 89 (2016).
- Kumar A., Bansode U., Ogale S. *et al.* // Nanotechnology, V. 31, 365403 (2020).

## Об оптимальном выборе контактной пары металлов в фотодетекторах на основе графена

#### В.А. Сёмкин<sup>\*</sup>, Д.А. Мыльников, Е.И. Титова, Д.А. Свинцов

Московский физико-технический институт (национальный исследовательский университет), Институтский пер., 9, Долгопрудный, Московская обл., 141701. \*semkin.va@phystech.edu

Изучен детектор на основе графена с хром-золотой парой контактов. Выполнена оценка энергий Ферми и коэффициентов Зеебека в приконтактных участках графена. Сделан вывод о возможности увеличения на порядок чувствительности термоэлектрического рафенового етектора аА́чёт одбораА́ птимальной ары еталловА́ля онтактов.

Одно из ключевых свойств графена – отсутствие запрещённой зоны. Оно позволяет достаточно просто легировать графен носителями тока при контакте с металлом. В результате такого легирования образуется барьер Шоттки, который, однако, является прозрачным для носителей и не вносит вклад в контактное сопротивление. Это позволяет создавать простые детекторы излучения на графеновых переходах, естественно возникающих при изготовлении контактов к графену.

Однако, для эффективного использования естественного легирования важно знать степень легирования графена при контакте с тем или иным металлом. Выбор металлов исходя из знания о его легирующем воздействии на графен позволит создавать фотодетекторы с повышенной чувствительностью в независимости от механизма детектирования излучения. Будь то фотовольтаический эффект, для усиления которого необходимо максимизировать разность энергий Ферми на p-n переходе, либо термоэлектрический, в котором главную роль играет максимальность разности коэффициентов Зеебека, который, в свою очередь, зависит от энергии Ферми.

#### Термоэлектрический детектор

Показано, что в детекторах на основе переходов в графене доминирующим механизмом детектирования является термоэлектрический эффект [1]. Он заключается в возникновении фотонапряжения в веществе в ответ на его нагрев. Возникающая разность потенциалов пропорциональна разности температур с коэффициентом пропорциональности, называемым коэффицентом Зеебека. Фотодетекторы, основанные на использовании термоэлектрического эффекта в графене, представляют большой интерес для широкополосной (от видимого до ТГц излучения) [2-5] и сверхбыстрой регистрации сигналов (до десятков ГГц) [2,4]. Особенно это актуально для дальнего ИК диапазона, в котором отсутствует разнообразие детекторов, а отсутствие запрещённой зоны в графене позволяет ему поглощать излучение из данного диапазона.

Рассмотрим модель резкого скачка коэффициента Зеебека на образованном металлом и графеном переходе. В таком случае, освещение области контакта приводит к возникновению фотонапряжения пропорционального разности в коэффициентах Зеебека между графеном в приконтактной области и графеном в остальной части канала (рис. 1а). При равномерном освещении всего устройства фотонапряжение пропорционально теперь уже разности коэффициентов Зеебека в приконтактных областях (рис. 1б). Следовательно, для достижения максимальной чувствительности детектора за счёт материала контактов, металлы должны придавать разную степень легирования и их выбор должен производится из соображений максимизации разности коэффициентов Зеебека.

#### Результаты и обсуждение

В представляемой работе количественно изучен вопрос эффективности использования пары золотохром в фототермоэлектрическом детекторе на основе графена. Детектор изучался при освещении лазерным излучением с длиной волны 8.6 мкм, размер лазерного пятна был много меньше размеров детектора. Поочерёдно освещая контакты и измеряя зависимости фотонапряжения от напряжения на затворе, определялись напряжения затвора, при которых обнуляется фотонапряжение.



**Рис. 1а.** Модель ступенчатого изменения коэффициента Зеебека возле контакта металл-графен. S<sup>cont</sup> – коэффициент Зеебека в приконтактном участке графена, S<sup>ch</sup> – коэффициент Зеебека в остальной части канала



Рис. 16. Рассмотрение двух контактов из разных металлов, например, из золота и хрома

Обнуление фотонапряжения соответствует выравниванию коэффициента Зеебека в канале с фиксированным коэффициентом в приконтактной области освещаемого перехода. Эта информация, а также затворная зависимость сопротивления и положение точки электронейтральности на ней, позволила определить энергии Ферми  $E_F^{Au} \approx 0.10$  эВ,  $E_F^{Cr} \approx 0.12$  эВ и коэффициенты Зеебека графена в приконтактных областях.

Был вычислен эффективный коэффициент Зеебека  $S_{eff} \approx 12 \text{ мкB/K}$ , равный разности приконтактных коэффициентов Зеебека и определяющий суммарное фотонапряжение на детекторе при его равномерном освещении (рис. 2).

Кроме того, определён потенциально возможный эффективный коэффициент Зеебека  $S_{eff}^{max} \approx$ 140 мкВ/К. Он на порядок превосходит имеющийся, что свидетельствует о возможности увеличения чувствительности фотодетектора на порядок за счёт оптимального подбора металлов, обеспечивающих больший эффективный коэффициент Зеебека.



Рис. 2. Коэффициент Зеебека и сопротивление графена в канале детектора в зависимости от напряжения на затворе. Показаны фактический и возможный эффективные коэффициенты Зеебека изученного детектора. Оранжевая и серая пунктирные линии указывают положения уровней Ферми в графене, индуцированных золотом и хромом соответственно

- 1. Song J. et al. // Nano Lett. 2011, 11, 11, 4688-4692.
- 2. Mueller T. et al. // Nature Photon. 4, 297–301 (2010).
- Mittendorff M. *et al.* // Appl. Phys. Lett. 103, 021113 (2013).
- 4. Cai X. et al. // Nat. Nanotech 9, 814-819 (2014).
- Castilla S. *et al.* // Nano Lett. 2019, 19, 5, 2765.– 2773.

## Плазмонное усиление фототока в двумерных системах за пределами эффектов сильных полей

#### В.В. Силкин<sup>\*</sup>, Д.А. Свинцов<sup>\*</sup>

Лаборатория оптоэлетроники двумерных материалов, Московский физико-технический институт, Институтский переулок, 9, стр. 3, Долгопрудный, 141700. \*silkin.vv@phystech.edu, svintcov.da@mipt.ru

Механизмы реакции двумерных систем на излучение не очень ясны. Существует множество конкурирующих нелинейностей, таких как pn-переходы или термоэлектрические эффекты. Здесь мы представляем механизм, который отличается от известных и связан с прямым переносом импульса от электромагнитной волны к двумерной системе. Расчет основан на последовательных приближениях к функции распределения электронов. Мы нашли вторую поправку к функции распределения и выражение для чувствительности электрического тока к мощности плазменной волны.

#### Введение

Возбуждение плазмонного резонанса является уже устоявшимся методом для усиления поглощения фотоприемных структур, и, следовательно, для усиления эффективности генерации фототока. Необходимым условием генерации фототока в любом детекторе является наличие выделенного направления, которое обычно задается напряжением смещения, встроенным электрическим полем или геометрической асимметрией. Если по полупроводнику распространяется бегущая электромагнитная волна – фотон или поверхностный плазмон – то ее волновой вектор сам задает выделенное направление для генерации фототока. Механизм генерации тока при этом состоит в передаче импульса от волны к электронам в полупроводнике, и называется фотонным или плазмонным увлечением (photonic / plasmonic drag), в зависимости от типа волны (1,2).

Теория подобного механизма генерации фототока до сих пор разработана только для гидродинамического режима электронного транспорта, который на практике достаточно редок (1).

В данной работе мы показываем, что величина фототока резонансно возрастает при стремлении фазовой скорости волны vph к фермиевской скорости электронов vF по закону

$$j \propto \left[ \left( \frac{v_{ph}}{v_F} \right)^2 - 1 \right]^{-1/2}$$

 $(для v_{ph} > v_F).$ 

Данное усиление связано не с общепринятым усилением поля в условиях плазмонного резонанса, а с фазовым синхронизмом между плазмоном и движущимися электронами. В докладе также будет представлено количественное обсуждение ситуации  $v_{ph} < v_F$ , а также будет исследована роль нелинейных ограничений на максимальную величину фототока. Для электронов с параболическим законом дисперсии удается показать, что в режиме сильного поля плазмона ток пропорционален напряженности поля в степени 3/2.

#### Решение уравнения Больцмана

Уравнение Больцмана в приближении времени релаксации имеет вид:

$$\frac{\partial f}{\partial t} + \frac{\partial f}{\partial x}v_x - eE_x\frac{\partial f}{\partial p_x} = -\frac{f - f_0}{\tau}$$

Для двумерной электронной системы с произвольным законом дисперсии получаем следующую поправку второго порядка к функции распределения электронов, усредненную по времени и координате:

$$\begin{cases} \frac{\partial^2 f_0}{\partial p_x^2} + \frac{\partial f_0}{\partial p_x} 2q \frac{\partial v_x}{\partial p_x} \left[ \frac{\omega - qv_x}{(\omega - qv_x)^2 + \tau^{-2}} \right] \end{cases}$$
$$\langle f_2 \rangle_{t,x} = \frac{e^2 E_0^2}{2 \left[ (\omega - qv_x)^2 + \tau^{-2} \right]}$$

#### Ток двумерной системы

С помощью нее находим средний ток в двумерной системе. Его предельные соотношения для бесконечного времени релаксации имеют вид:

$$j_{right} = 2\pi \frac{e^3}{q^2 v_F} \left[ \frac{2v_{ph}^2 - 1}{2\sqrt{v_{ph}^2 - 1}} - v_{ph} \right] \frac{\omega}{q} > v_F$$



**Рис. 1.** График зависимости среднего значения плотности тока в двумерной системе от фазовой скорости волны

#### Чувствительность квадратичного отклика к мощности поля плазменной волны

Responsivity прибора мы можем найти, зная вектор Пойнтинга плазменной волны.

$$R = \frac{\langle j_2 \rangle_{t,x}}{\int\limits_{-\infty}^{+\infty} S_x(z) dz}$$

При этом если, использовать дисперсионное соотношение для плазмона, то получается найти зависимость чувствительности от фазовой скорости напрямую.



**Рис. 2.** График зависимости чувствительности плазменной волны от фазовой скорости волны при следующих параметрах:  $\tau = 10^{-13}$  с, VF =10<sup>6</sup> м/с, n=10<sup>11</sup> см<sup>-2</sup>

- Popov V.V. Terahertz rectification by periodic twodimensional electron plasma // Appl. Phys. Lett. 2013 T. 102., №. 25., C. 253504.
- Durach M., Noginova N. On the nature of the plasmon drag effect // Phys. Rev. B. 2016. T. 93, №. 16. C. 161406.
- Nikulin E., Bandurin D., Svintsov D. Edge diffraction and plasmon launching in two-dimensional electron systems. arXiv preprint arXiv:2006.05200. 2020.
- Bylinkin A. et al. Tight-Binding Terahertz Plasmons in Chemical-Vapor-Deposited Graphene // Phys. Rev. Appl. 2019. T. 11, №. 5, C. 054017.
- Iranzo D. A. et al. Probing the ultimate plasmon confinement limits with a van der Waals heterostructure // Science. 2018. T. 360. №. 6386, C. 291-295.

# Излучательные свойства упорядоченных одиночных и групп GeSi наноостровков, встроенных в фотонные кристаллы

Ж.В. Смагина<sup>1, \*</sup>, М.В. Степихова<sup>3</sup>, В.А. Зиновьев<sup>1</sup>, А.В. Перетокин <sup>3,4</sup>, Е.Е. Родякина<sup>1, 2</sup>, А.В. Ненашев<sup>1, 2</sup>, С.А. Рудин <sup>1</sup>, А.В. Новиков<sup>3</sup>, А.В. Двуреческий<sup>1, 2, §</sup>

<sup>1</sup> Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова СО РАН, пр. Лаврентьева, 13, Новосибирск, 630090

<sup>2</sup> Новосибирский государственный университет, ул. Пирогова, 2, Новосибирск, 630090

<sup>3</sup> Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, д. 7, д. Афонино, Нижегородская обл., Кстовский район, 603087

<sup>4</sup> Нижегородский государственный технический университет им. Р.Е. Алексеева, Нижний Новгород, ул. Минина, 24

\*smagina@isp.nsc.ru, §dvurech@isp.nsc.ru

Показано, что ямки на структурированной поверхности Si, используемые для пространственного упорядочения GeSi островков, могут формировать двумерный фотонный кристалл. Для групп GeSi KT, расположенных вокруг ямки, наблюдается рост интенсивности фотолюминесценции по сравнению со структурами без ямок. Встраивание массива упорядоченных одиночных и групп GeSi KT в фотонные кристаллы также приводит к увеличению интенсивности их сигнала фотолюминесценции при температуре жидкого азота. Рост интенсивности связывается с взаимодействием излучения остроков с радиационными модами фотонного кристалла.

#### Введение

Гетероструктуры с упорядоченными массивами GeSi квантовых точек (КТ) являются одним из перспективных объектов для создания базовых элементов наноэлектроники и оптоэлектроники [1, 2]. Использование GeSi наноостровки в качестве излучающей среды определяется несколькими факторами. GeSi наноостровки, сформированные на кремнии, излучают при комнатной температуре в диапазоне длин волн 1.3-1.55 мкм, что делает их перспективными для создания источников излучения для кремниевой фотоники [3]. Кроме того, для этого типа гетероструктур уже хорошо развиты методы упорядочения наноостровков [4]. Возможность роста структур с GeSi наноостровками на подложках «кремний на изоляторе» (SOI) позволяет ограничить распространение света в одном из направлений и упрощает получение диэлектрических резонаторов на их основе.

В данной работе представлены результаты исследования люминесцентных свойств структур с упорядоченными GeSi наноостровками (квантовыми точками) на структурированных подложках SOI, представляющих собой квадратную или гексагональную решётку из ямок. Рассмотрены особенности взаимодействия излучения упорядоченных массивов одиночных и групп GeSi островков с радиационными модами двумерных фотонных кристаллов (ФК).

#### Методика эксперимента

Ge/Si структуры с пространственно упорядоченными наноостровками выращивались на подложках SOI, поверхность которых была предварительно структурирована с помощью электронно-лучевой литографии (ЭЛЛ) и плазмохимического травления. Структурированная поверхность представляла собой периодическую последовательность ямок в виде квадратной или гексагональной решётки с периодом от 0.5 мкм до 2 мкм. Также были созданы структуры с упорядоченными массивами GeSi наноостровков, встроенных в квадратную решетку и затем совмещенных с двумерными фотонными кристаллами. Параметры ФК выбирались такими, чтобы обеспечить усиление сигнала фотолюминесценции (ФЛ) от GeSi наноостровков в спектральном диапазоне от 0.8 до 1 эВ. Люминесцентные свойства массивов пространственно упорядоченных GeSi наноостровков, в том числе и встроенных в двумерные ФК, исследовались методом микро-ФЛ с высоким пространственным и спектральным разрешением.

#### Экспериментальные результаты и обсуждение

Подробное описание исследований влияния глубины и формы затравочных ямок на зарождение и рост GeSi наноостровков авторы представили в статье [5]. В данной работе большее внимание уделялось влиянию периода расположения ямок и типа решётки на зарождение наноостровков. Исследования методами сканирующей электронной (СЭМ) и атомно-силовой микроскопии показали, что при малых расстояниях между ямками (0.5-0.7 мкм) наблюдается различие между структурами массивов островков, выращенных на разных типах решётки ямок – квадратной и гексагональной. В случае гексагональной решётки вокруг каждой ямки формируется группа из шести островков, тогда как в случае квадратной решётки число островков вокруг ямки оказывается меньше и составляет четыре. При больших периодах решётки, когда взаимодействием между ямками можно пренебречь, различие в зарождении островков для обоих типов решётки не наблюдается. В этих условиях среднее число островков, формирующихся вокруг ямки, близко к восьми.

Было обнаружено, что ямки на структурированной поверхности, используемые для пространственного упорядочения GeSi наноостровков, формируют двумерный фотонный кристалл. Об этом свидетельствует появление в спектрах ФЛ серии узких пиков в области излучения GeSi КТ и значительный рост интенсивности сигнала ФЛ за счёт взаимодействия излучения КТ с радиационными модами ФК, образованного ямками (Рисунок 1). Эффект наблюдается как для квадратной, так и для гексагональной решетки из ямок. При этом необходимо отметить, что при зарождении островков внутри ямок значительного роста интенсивности сигнала ФЛ от островков не происходит.

В случае, когда островки зарождаются внутри ямок, для формирования ФК необходимо после получения упорядоченных массивов КТ создание дополнительных отверстий с применением ЭЛЛ и плазмохимического травления. Установлено, что встраивание массива упорядоченных одиночных и групп GeSi наноостровков в такие фотонные кристаллы приводит к увеличению интенсивности их сигнала ФЛ при 77 К. При этом наибольший рост интенсивности (~ в 30 раз) наблюдается для упорядоченного массива одиночных GeSi наноостровков. Рост интенсивности связывается с взаимодействием излучения островков с радиационными модами фотонного кристалла [3], которое более эффективно осуществляется для массива одиночных островков. В результате сигнал люминесценции от одиночных упорядоченных GeSi наноостровков, встроенных в фотонные кристаллы, наблюдается вплоть до комнатной температуры [6].



Рис. 1. Слева - спектры микро-ФЛ, измеренные при 77 К, от структур с GeSi наноостровками, сформированными вокруг ямок, для двух типов решётки, образованной ямками. Отмечены пики, связанные с сигналами ФЛ от Si (Si<sub>TO</sub>), Ge смачивающего слоя (WL) и от наноостровков (GeSi KT). Справа - СЭМ снимки (2.5×2.5 мкм<sup>2</sup>) структур с Ge(Si) наноостровками, сформированными вокруг ямок, упорядоченных в гексагональную (1) и квадратную (2) решётки. Период расположения ямок в обоих случаях 1 мкм

Работа финансировалась из средств гранта РФФИ № 19-42-540002 и Правительства Новосибирской области в части создания структур с КТ, встроенными в фотонные кристаллы, гранта РФФИ № 18-29-20016-мк в части люминесцентных измерений. За предоставление измерительного оборудования авторы благодарят ЦКП "ВТАН" НГУ.

- Zhang J., Brehm M., Grydlik M., Schmidt O. // Chem. Sov. Rev. 44, 26 (2015).
- Jovanovic ' V. *et al.* // IEEE Elect. Device Lett., 31, 1083 (2010).
- Stepikhova M.V., Novikov A.V., Yablonskiy A.N. *et al.* // Semicond. Sci. Technol., V. 34, 024003 (2019).
- Grydlik M. et al. // Nanotechnology, 24, 105601 (2013).
- Smagina Zh.V., Zinovyev V.A., Rudin S.A. *et al.* // J. Appl. Phys. 123, 165302 (2018).
- Смагина Ж.В., Новиков А.В., Степихова М.В. *и* ∂*p*.// ФТП, 54 (8), 708 (2020).

## Исследование эффекта резистивного переключения в стержнях оксида цинка

#### В.А. Смирнов<sup>1</sup>\*, Р.В. Томинов<sup>1</sup><sup>§</sup>, И.А. Шиховцов<sup>1</sup>, И.С. Угрюмов<sup>1</sup>, О.А. Агеев<sup>1</sup>

<sup>1</sup> Институт Нанотехнологий, электроники и приборостроения, Южный федеральный университет, ул. Шевченко 2, г. Таганрог, 347922 \*vasmirnov@sfedu.ru, {tominov@sfedu.ru,

Работа посвящена результатам экспериментального исследования закономерностей возникновения эффекта резистивного переключения в стержнях оксида цинка, изготовленных методом импульсного лазерного осаждения. Полученные результаты могут быть использованы при формировании элементов энергонезависимой резистивной памяти (ReRAM) для создания компьютерной памяти нового поколения, нейроморфных систем искусственного интеллекта, а также для создания фотонных устройств микроэлектроники.

#### Введение

Разработка мемристорной памяти является одним из приоритетных направлений развития современной наноэлектроники [1, 2]. В частности, внимание научных сообществ направлено на изготовление и исследование элементов энергонезависимой резистивной памяти (ReRAM), принцип работы которой заключается в изменении электрического сопротивления между состояниями низкого сопротивления (LRS) и высокого сопротивления (HRS) под действием внешнего электрического поля (эффект резистивного переключения) [3]. В настоящее время большое внимание уделяется исследованию резистивного переключения в различных наноструктурах, в частности, в стержнях оксида цинка, выращенных методом импульсного лазерного осаждения [4, 5].

Однако для изготовления элементов резистивной памяти на основе стержней оксида цинка, требуется проведение систематических режимов эффекта резистивного переключения, в частности, исследование влияния амплитуды управляющего напряжения на сопротивления HRS и LRS, что и является целью данной работы.

#### Методика эксперимента

Стержни оксида цинка изготавливались методом импульсного лазерного осаждения на установке Pioneer 180 (Neocera Co, USA) при следующих режимах: температура подложки 400 ° C, расстояние мишень-подложка 50 мм, давление  $O_2$  1 мТорр, энергия импульса при 300 мДж, количество импульсов 1000. В качестве подложки использовалась пластина  $Al_2O_3$  с нижним электродом из пленки TiN толщиной 46.2±12.5 нм.

Исследование геометрических и электрических параметров ZnO стержней проводилось на зондовой нанолаборатории Ntegra (HT-MДТ, Россия) с использованием проводящих зондов с покрытием из  $W_2C$ . Обработка полученных результатов проводилась с использованием программного обеспечения Image Analysis 2.0. В результате было получено семейство вольтамперных характеристик с амплитудой управляющего напряжения в диапазоне от 2 В до 5 В. На основе полученных результатов были получены HRS и LRS, а также отношение HRS/LRS.

#### Результаты и обсуждение

Анализ полученных результатов показал, что стержни ZnO имеют диаметр 380±120 нм (рис.1).



**Рис. 1.** АСМ-изображение стержней оксида цинка, изготовленных методом импульсного лазерного осаждения

Также было показано, что увеличение амплитуды управляющего напряжения (U<sub>0</sub>) от 2 до 5 В приводит к уменьшению сопротивления *HRS* от  $32,12\pm2,74$  ГОм до  $1,14\pm0,26$  ГОм, и уменьшению сопротивления *LRS* от  $0,43\pm0,07$  ГОм до  $0,07\pm0,01$  ГОм (рис. 2).

Полученный результат можно объяснить увеличением концентрации кислородных вакансий в объеме стержней оксида цинка с увеличением напряжения  $U_0$ , и, как следствие, увеличением протекаемого через стержни оксида цинка электрического тока. Максимальное отношение HRS/LRS было равно 24.



**Рис. 2.** Семейство вольтамперных характеристик, полученных при амплитуде управляющего напряжения от 2 В до 5 В

Полученные результаты могут быть использованы при формировании элементов энергонезависимой резистивной памяти (ReRAM) для создания компьютерной памяти нового поколения, нейроморфных систем искусственного интеллекта, а также для создания фотонных устройств микроэлектроники.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (проект №19-29-03041 мк), а также гранта президента Российской Федерации (МК-6252.2021.4). Результаты были получены с использованием Научно-образовательного центра «Нанотехнологии» Южного федерального университета.

- Russo P. *et al.* // Advanced Functional Materials, V. 28, 1706230 (2018)
- Смирнов В.А., Томинов Р.В., Авилов В.И. *и др.* // Физика и техника полупроводников, Т. 53, С. 77-82 (2019).
- Смирнов В.А., Томинов Р.В., Авилов В.И. и др. // Известия Южного федерального университета. Технические науки, Т.2, С.204 (2019).
- Смирнов В.А., Томинов Р.В., Алябьева Н.И. и др. // Журнал технической физики, Т.88, C.1273-1278 (2018).
- Нанотехнологии в микроэлектронике / Под ред. Агеева О.А., Коноплева Б.Г. – М.: НАУКА, 2019.

## Оценка эффективности применения наночастиц из пористого кремния для фотогипертермии биотканей

О.И. Соколовская<sup>1, \*</sup>, С.В. Заботнов<sup>1</sup>, Л.А. Головань<sup>1</sup>, П.К. Кашкаров<sup>1</sup>, Д.А. Куракина<sup>2</sup>, Е.А. Сергеева<sup>1, 2</sup>, М.Ю. Кириллин<sup>2, §</sup>

<sup>1</sup> Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова, физический факультет, Воробьевы горы, Москва, 119991

<sup>2</sup> Институт прикладной физики РАН, ул. Ульянова, д. 46, Нижний Новгород, 603950

\*oi.sokolovskaja@physics.msu.ru, §mkirillin@yandex.ru

Оценена эффективность использования кремниевых наночастиц, изготовленных методом лазерной абляции пористого кремния в жидкостях, в качестве агентов для фотогипертермии подкожных опухолей с применением лазерного излучения с длинами волн 633 и 800 нм. Показано, что внедрение кремниевых наночастиц с концентрацией до 5 мг/мл в опухоль позволяет повысить максимальную температуру последней по сравнению с нагревом опухоли без наночастиц на 0.2 – 4 °C в зависимости от длины волны и интенсивности облучения.

#### Введение

Фотогипертермия – это метод терапии раковых опухолей локализованным нагревом злокачественных клеток посредством облучения лазерным излучением видимого и ближнего инфракрасного диапазона, лежащим в диагностическом окне прозрачности биотканей, что приводит к гибели раковых клеток. Реализовать локализацию нагрева в биоткани возможно с помощью введения наночастиц, обладающих высоким сечением поглощения, а также посредством фокусировки источника лазерного излучения в область опухоли. Кремниевые наночастицы (КНЧ) характеризуются низкой токсичностью и биодеградируемостью [1], и вместе с тем обладают высокими оптическим поглощением, что обуславливает их перспективность для фотогипертермии.

#### Материалы и методы

Проведено численное моделирование процесса нагрева опухоли с внедренными в нее КНЧ излучением непрерывного лазера с двумя длинами волн – 633 и 800 нм, лежащими в диагностическом окне прозрачности (600 – 1300 нм), что обеспечивает проникновение излучения в биоткань на глубины порядка единиц миллиметров. Интенсивность излучения варьировалась в диапазоне 100 – 500 мВт/см<sup>2</sup> Сечение лазерного пучка задавалось в форме квадрата площадью 1 см<sup>2</sup>. Моделирование проводилось для КНЧ, сформированных методом пикосекундной лазерной абляции пленок мезо- и микропористого кремния в воде и этаноле, подроб-

но описанным в работе [2]. Средний диаметр КНЧ варьировался от 14 до 65 нм.

Модель для проведения расчетов представляла собой двухслойную биоткань: оптические и теплофизические свойства верхнего слоя соответствуют таковым кожи здорового человека, а нижнего – подкожной опухоли, базальноклеточной карциномы (рис. 1). В работе предполагается, что после внедрения в биоткань КНЧ находятся только в слое опухоли и их концентрация составляет до 5 мг/мл.



Рис. 1. Схема численного эксперимента

Для расчетов мы использовали ранее измеренные оптические свойства суспензий наночастиц [2], предполагая, что концентрация КНЧ в опухоли может в 10 раз превосходить концентрацию КНЧ в суспензии за счет удаления буферной жидкости. Распределение плотности поглощенной энергии в Вт/см<sup>3</sup> рассчитывали методом Монте-Карло как с внедренными в опухоль наночастицами, так и без них. Для получения распределения температуры в рассматриваемой двухслойной биоткани было решено биотепловое уравнение [3] с распределенным источником тепла, полученным в виде карты поглощения, смоделированной методом Монте-Карло.

#### Результаты и обсуждение

На рис. 2 а, б показано изменение эффективности поглощения в области опухоли в результате дополнительного рассеяния и поглощения на КНЧ В присутствие КНЧ поглощение в слое опухоли увеличивалось до 2 раз на глубине менее 1 мм. Поглощение излучения обоими слоями биоткани на длине волны 633 нм больше, чем на длине волны 800 нм; это следствие большего значения коэффициента поглощения для длины волны из видимого диапазона. Наибольшим парциальным коэффициентом поглощения обладали КНЧ, полученные абляцией мезопористого кремния в воде, и их внедрение привело к наибольшему росту объемной плотности поглощенной мощности.



**Рис. 2** (а), (б) Центральное сечение (у = 0) карт поглощения двухслойной биоткани: влияние присутствия КНЧ на эффективность поглощения в двухслойной биоткани при облучении длиной волны 633 нм; (в),(г) Центральное сечение (у = 0) карт температур двухслойной биоткани: влияние присутствия КНЧ на эффективность нагрева двухслойной биоткани при интенсивности облучения 500 мВт/см<sup>2</sup> и длине волны 633 нм: (а), (в) – биоткань без КНЧ, (б),(г) – биоткань с КНЧ, полученных абляцией мезопористого кремния в воде, в концентрации 5 мг/мл

На рис 2 в, г показано изменение эффективности нагрева двухслойной биоткани при добавлении в нее КНЧ в концентрации 5 мг/мл. Наибольшее увеличение эффективности нагрева было достигнуто с КНЧ, полученными абляцией мезопористого кремния в воде, для которых наблюдалось наибольшее увеличение эффективности поглощения. Следует отметить, что характерные глубины, на которых значительно вышеописанное изменение эффективности фотогипертермии, составляют порядка нескольких мм. Нами показано, что присутствие наночастиц кремния, аблированных в воде внутри опухоли, в концентрации 5 мг/мл приводит к увеличению максимальной температуры на 1-4 К по сравнению с опухолью без наночастиц в зависимости от длины волны освещения, интенсивности излучения и типа мишени абляции в опухоли в процессе изготовления наночастиц.

Моделирование показывает, что температуры, необходимые для гипертермии (~ 42 °C), могут быть достигнуты при интенсивности лазера 200 и 250 мВт/см<sup>2</sup>.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского научного фонда (грант № 19-12-00192).

- Ксенофонтова О.И. *и др.* //Журнал технической физики, Т. 84, 67(2014).
- Zabotnov S.V., Skobelkina A.V., Kurakina D.A. *et al.* //Sensors, V. 10, 4874 (2020).
- 3. Pennes H.H. // J. Appl. Physiol., V. 1, 93 (1948).

## Модификация отжигом структурных и морфологических свойств массивов нановключений германия в многослойной периодической структуре Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>/Ge/Si

#### Л.А. Сокура<sup>1, \*</sup>, Н.А. Берт<sup>1</sup>, М.А. Байдакова<sup>1</sup>, А.А. Левин<sup>1, §</sup>, А.В. Ершов<sup>2, \$</sup>

<sup>1</sup> Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, Санкт-Петербург, 194021.

<sup>2</sup>Национальный исследовательский Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского, Нижний Новгород, 603950.

\*sokura@mail.ioffe.ru, § aleksandr.a.levin@mail.ioffe.ru, \$ ershov@phys.unn.ru

Путем последовательного осаждения методом электронно-лучевого испарения сформированы многослойные нанопериодические структуры Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>/Si/Ge с периодом 8 - 11 нм и числом повторений до 30. Исследовано влияние высокотемпературного (до 900 °C) отжига на структурные и морфологические свойства образцов методами рентгеновской рефлектометрии, рентгеновской дифрактометрии и просвечивающей электронной микроскопии, включая режим высокого разрешения.

#### Введение

Среди Si-Ge-структур особый интерес вызывают гетеросистемы с нанокристаллами (НК) полупроводника в диэлектрической матрице - квантовые частицы типа «ядро/оболочка», поскольку в них можно управлять параметрами зон на гетеропереходе. В [1] было показано, что в таких системах можно ожидать локализацию электронов в Siоболочке и L-X переключение минимума зоны проводимости. Оболочки из Si вокруг НК Ge также способствуют уменьшению окисления НК Ge при взаимодействии с матрицей. Первые результаты по экспериментальному получению квантовых точек Ge/Si в матрице из аморфного оксида алюминия представлены в работах [2, 3]. В продолжение исследований, представленных в [3], в данной работе исследуются многослойные нанопериодические структуры (МНС), полученные методом электронно-лучевого испарения в вакууме.

#### Методика эксперимента

Образцы состояли из нанослоев  $Al_2O_3/Ge$  или  $Al_2O_3/Si/Ge/Si$ , повторяющихся с периодом 16–24 раза. Толщина Ge и диэлектрических нанослоев  $Al_2O_3$  была одинаковой – 3 и 5 нм, соответственно, а толщина барьерных нанослоев Si варьировалась для разных серий образцов и составляла 0, 1 или 2 нм. В качестве подложки использовались Si (001) КДБ-4.5 или кварцевое стекло. Температура подложки при получении составляла 310 °C. Детальную информацию об условиях получения образцов можно найти в [3].

Морфология и микроструктура НК Ge в окружении Si и Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub> до и после отжига при 700-900 °C была исследована методами рентгеновской рефлектометрии (XRR), рентгеновской дифракции (XRD) и просвечивающей электронной микроскопии (ПЭМ), включая режим высокого разрешения. Для первых двух методик использовались порошковые дифрактометры D8 Discover (для XRR) и D2 Phaser (для XRD) (Bruker AXS, Germany) в Брэгг-Брентановской геометрии. Использовались Си-К<sub>а</sub> излучение и полупроводниковый детектор LYNX-EYE (Bruker AXS) в режиме точечного (XRR) и линейного (XRD) детектора. ПЭМ-исследование образцов осуществлялось на электронном микроскопе JEM2100F (JEOL, Japan) с ускоряющим напряжением 200 кВ в режимах светлого поля, дифракции электронов и высокого разрешения.

#### Результаты и обсуждение

Данные XRR и ПЭМ исследований образцов показали, что МНС обладают удовлетворительными параметрами периодичности, в соответствии с заданными условиями осаждения (рис.1). Качество МНС определялось температурой отжига и соотношением толщин Si/Ge-слоев.

Данные по расщеплению и уширению брэгговских максимумов XRR свидетельствовали, что кремниевые нанослои системы играют роль барьеров для диффузии германия в МНС при отжиге, вплоть до 900 °C для толщин Si-слоев, по крайней мере, ~2 нм и более.



Рис. 1. XRR кривые от образцов МНС ТХ5 Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>/Ge/Si (5/3/1) нм на подложке Si(001) до и после отжигов. На вставке показано ПЭМ изображение поперечного сечения МНС ТХ7 Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>/Si/Ge/Si с периодом (5/1/3/1) нм после 900 °C отжига. Число полных периодов обеих МНС равно 16

По данным XRR и XRD установлено, что формирование HK Ge, по-видимому, начинается при температуре отжига 800 °C и явно выражено при 900 °C (Рис. 2). При увеличении температуры отжига, размер кристаллитов Ge-фазы в образце возрастает от ~11.4 нм при 800 °C до ~ 21 – 22 нм при 850 °C – 900 °C, сопровождаясь появлением микронапряжений в нанокристаллитах.

Анализ результатов XRR для TX5 указывает на изменение плотности образующейся Ge фазы за счет образования сплава  $Ge_{1-x}Si_x$  с соответствующими изменениями параметров решетки и роста микронапряжений согласно результатам XRD.

В отличие от ТХ5 (Al2O3/Ge/Si 16x(5/3/1) нм), отжиг образцов ТХ7 (Al2O3/Si/Ge/Si 16x(5/1/3/1) нм) и ТХ8 (Al2O3/Si/Ge/Si 16x(5/2/3/2) нм) при температурах 800°С и выше приводит к появлению слабых дифракционных рефлексов, связываемых с образованием метастабильной кристаллической фазы Al<sub>6</sub>Ge<sub>5</sub> (рис. 2).

Электронно-микроскопические исследования образцов подтвердили, что после отжига в МНС формируются НК Ge, окруженные аморфной матрицей.



Рис. 2. XRD картины от MHC TX5 Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>/Ge/Si (5/3/1 нм) на подложке Si (001) после отжигов при температурах от 700 °C до 900 °C и MHC TX7 Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>/Si/Ge/Si (5/1/3/1 нм) и TX8 Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>/Si/Ge/Si (5/2/3/2 нм) после отжига при 900 °C. Число полных периодов всех MHC равно 16. Для визуализации дифрактограммы сдвинуты по вертикальной оси. Показаны 2*θ*-угловые позиции наблюдаемых рефлексов фаз Ge и Al<sub>6</sub>Ge<sub>5</sub> (PDF-2 карты 00-004-0545 и 00-050-1269)

На ПЭМ-изображениях в слоях Ge, отожженых при 900 °C, обнаруживаются кристаллические наночастицы овальной формы, размер которых в направлении роста определяется толщиной слоя Ge и составляет ~5 нм. Латеральный размер наночастиц имеет заметный разброс и составляет ~5-10 нм. Картина дифракции электронов от образцов, отожженных при температурах 800 °C и выше, имела точечно-кольцевую структуру, характерную для ансамбля мелких кристаллитов с произвольной ориентацией.

Работа выполнена при поддержке РФФИ, грант № 18-52-54002 и с использованием оборудования ФЦКП «Материаловедение и диагностика в передовых технологиях» (ФТИ им. А.Ф. Иоффе).

- Nestoklon M.O., Poddubny A.N., Voisin P. *et al.* // J. Phys. Chem. C, V. 120, 18901 (2016).
- Nekić N., Sancho-Parramon J., Bogdanović-Radović I. et al. // Nanophotonics, 6, 1055 (2017).
- Сресели О.М., Берт Н.А., Неведомский В.Н. и др. // Физ. Техн. Полупр. 54, 129 (2020).

## Особенности структурных напряжений в нитевидных нанокристаллах InGaN/GaN

И.П. Сошников<sup>1-3, \*</sup>, К.П. Котляр<sup>1, 4, §</sup>, Р.Р. Резник<sup>5</sup>, В.О. Гридчин<sup>4</sup>, В.В. Лысак<sup>2</sup>, Д.А. Кириленко<sup>2</sup>, Н.А. Берт<sup>2</sup>, Г.Э. Цырлин<sup>1, 3, 5</sup>

1 Санкт-Петербургский Академический университет им. Ж.И. Алфёрова РАН, ул. Хлопина, 8/3, Санкт-Петербург, 194021

<sup>2</sup> Физико-технический институт имени А.Ф. Иоффе РАН, ул. Политехническая, 26, Санкт-Петербург, 194021

<sup>3</sup> Институт Аналитического приборостроения РАН, ул. Ивана Черных, 31-33, лит. А, Санкт-Петербург, 198095

<sup>4</sup> Санкт-Петербургский государственный университет, Университетская набережная, 7-9, Санкт-Петербург, 199034

5 Университет ИТМО, Кронверкский пр., 49, Санкт-Петербург, 197101

\*ipsosh@beam.ioffe.ru, §konstantin21kt@gmail.com

В работе проводится исследование процессов синтеза и структуры нитевидных нанокристаллов InGaN/GaN с радиальным переходом (типа оболочка- ядро). Показано, что такие струтуры могут формироваться в результате спинодального распада при термической обработке ННК с равномерным распределением по составу. Проводится моделирование связи состава и размеров ННК и структурных напряжений в них. Сопоставление сделанных оценок состава ННК по размерам клиновидной трещины показывает хорошее согласие с результатами измерений методом энергодисперсионного анализа в просвечивающей электронной микроскопии

#### Введение

Синтез и исследования свойств III-N нитевидных нанокристаллов (ННК) является одним из наиболее перспективных направлений в физике и технологии полупроводниковых наноструктур для создания различных оптоэлектронных устройств и их элементов [1]. Особый интерес вызывают ННК с радиальными-гетеропереходами, поскольку синтез ННК с таким дизайном гетероструктуры позволяет минимизировать влияние поляризационных явлений в III-N материалах увеличить площадь И гетероперехода [1,2]. Большинство исследований GaN посвящено синтезу И исследованию гетероструктурированных ННК: GaN ННК с активной областью на основе InGaN квантовых ям или квантовых точек. При этом синтез и возможность использования 1-D InGaN структур, как активного элемента для создания приборов на их основе [3], остаётся малоизученным. Ранее [4,5], нами было обнаружено, что при синтезе InGaN структур методом молекулярно-пучковой эпитак-сии (МПЭ) на кремниевой подложке формироваться могут структуры развитой, сложной морфологии, в том числе столбчатые InGaN структуры. В представленной работе проводится развитие этих исследований и рассматриваются особенности морфологических и структурных свойств образцов с наиболее интересной морфологией – InGaN HHK.

#### Методика эксперимента

Синтез InGaN ННК проводился с помощью установки МПЭ Riber Compact 12, оснащенной плазменным источником азота. Синтез InGaNнаноструктур осуществлялся по методике, описанной в работах [4,5]. На первом этапе загруженные в ростовую камеру подложки Si(111) р-типа проводимости нагревались до 950°С для удаления слоя нативного оксида. После этого температуру подложки понижали до ростовой 655°С. Температура подложек во время ростового процесса не изменялась. Потоки галлия и индия при синтезе InGaN наноструктур были равны между собой и составляли 1\*10<sup>-7</sup> Торр. Рост структур длился 18 ч. Исследование морфологии и структурных свойств ННК проводилось методами просвечивающей растровой И электронной микроскопии (РЭМ и ПЭМ).

#### Результаты и обсуждение

На рис. 1, представлены типичные РЭМ-изображения InGaN-HHK выращенных при температуре подложки  $T_s = 655^{\circ}$ C. Отметим, что в отличие от результатов, полученных нами ранее по синтезу InGaN структур развитой, сложной морфологии при температурах 600°C и 630°C [4,5], дальнейшее повышение температуры подложки приводит к формированию

плотных массивов ННК. При этом сохраняется тенденция к уменьшению средней высоты синтезируемой структуры до 2,2 мкм.

Характерные размеры ННК в сечении составляют порядка от 40 у вершины до 120 нм вдоль оси роста, совпадающей с кристаллографической осью [0001] в нитридах. На РЭМ изображениях (рис. 1), можно заметить, что морфология ряда ННК содержит «клиновидные трещины» вдоль ростовой оси. Как правило, трещины начинаются в области центра ННК. Угол раствора клина составляет от 7 до 25°. Это может свидетельствовать о больших структурных напряжениях внутри ННК.



Рис. 1. Типичные РЭМ изображения в геометрии поперечное сечение (а) и вид сверху (б) массива InGaN наноструктур синтезированных на Si подложке. Стрелкой указана трещина в ННК

По данным ПЭМ в результате синтеза образуются ННК с огранкой по плоскостям (1120) в виде неправильноой шестигранной призмы (рис 2.). В центральной области ННК (ядро – центральная область ННК вдоль оси роста) наблюдается контраст изображений, связанный с повышенным содержанием In. Содержание In во внешней области и ядре ННК по данным ПЭМ энергодисперсионного анализа составляет x=0,03 и 0,4, соответственно. Характерные размеры ядра составляют порядка от 20 до 50 нм в поперечном сечении. Морфология ядра так же определяется огранкой плоскостями (1120).

Формирование структуры типа «ядро InGaN – оболочка GaN» происходит вследствие спинодального распада в теле ННК при ростовом процессе InGaN структуры. Для объяснения образования трещин проводится моделирование структурных напряжений в ННК с радиальным гетеропереходом. Сделаны оценки связи состава ядра ННК и размеров ННК клиновидной трещины в структуре «ядро-оболочка».



**Рис. 2.** Типичные ПЭМ изображения вершин InGaN HHK (а) без трещины, (б) с трещиной

Проверка оценок состава по геометрическим параметрам структуры и по измерениям методом энергодисперсионного анализа в ПЭМ дают близкие согласующиеся значения. В частности, для представленного на рис.1 оценочные значения состава ННК по In  $x=0,03\pm0,01$  в «оболочке» и  $0,4\pm0,05$  в «ядре» согласуются с результатами измерений методом энергодисперсионного анализа ПЭМ значением.

Таким образом, нами была продемонстрирована сложная структура InGaN ННК представляющая структуру «ядро InGaN – оболочка GaN» объясняющая внутренние структурные напряжения и образование трещин в ННК. Отметим, что структура представляет собой самоорганизующийся осевую гетероструктуру, которая может иметь широкое применение в полупроводниковой оптоэлектронике.

Работа проводилась при поддержке РФФИ 18-07-01364 И 19-32-90156) (проекты И Министерства науки и высшего образования в части государственного задания № 0791-2020-0003. просвечивающей Исследования методами электронной выполнялись микроскопии с использованием оборудования Федерального объединенного исследовательского центра «Материаловедение и характеристика в передовых технологиях» (Физико-технический институт имени А.Ф. Иоффе РАН, Санкт-Петербург, Россия).

- Zhang A., Zheng Ge., Lieber C.M. Nanowires Springer ser. NanoScience and Technology ISSN 1434-4904 ISBN 978-3-319-41979-4 2016, 327 p.
- 2. Li S., Wang A. // J. Appl. Phys., V. 111, 071101 (2012).
- 3. Wang X. et al. // J. Appl. Phys. 128, 025304 (2020).
- 4. Резник Р.Р., Гридчин В.О. *и др.* // Физика и техника полупроводников, том 54, 884-7 (2020).
- 5. Gridchin O. *et al.* // J. Phys.: Conf. Ser., 1482, 0120142020 (2020).

# Резонансные явления в люминесцентном отклике одиночных Ми резонаторов и их цепочек, сформированных на кремниевых структурах с наноостровками Ge(Si)

М.В. Степихова<sup>1, \*</sup>, V. Rutskaia<sup>2</sup>, М.И. Петров<sup>3</sup>, А.В. Перетокин<sup>4</sup>, М.В. Шалеев<sup>1</sup>, А.В. Новиков<sup>1</sup>, J. Schilling<sup>2</sup>, З.Ф. Красильник<sup>1</sup>

1 Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, 7, д. Афонино, Кстовский р-он, Нижегородская обл., Россия 603087

<sup>2</sup> Martin-Luther-University Halle-Wittenberg, Karl-Freiherr-von-Fritsch-Str., 3, Halle (Saaale), Germany 06120

<sup>3</sup> Университет ИТМО, Биржевая линия В.О., 14, Санкт-Петербург, Россия 199034

4 НГТУ им. Р.Е. Алексеева, ул. Минина, 24, Нижнний Новгород, Россия, 603155

\*mst@ipmras.ru

В работе представлены результаты исследований одиночных Ми резонаторов и их цепочек, сформированных на кремниевых структурах с наноостровками Ge(Si). В люминесцентном отклике структур выявлены проявления одиночных и коллективных резонансных явлений, характеризуемых высокими значениями добротности. Значительный уровень сигнала, наблюдаемый в таких структурах при комнатной температуре, свидетельствует о перспективах создания на их основе источников излучения для схем интегральной нанофотоники и квантовых компьютеров нового поколения.

#### Введение

Резонансные диэлектрические наноструктуры открывают новые возможности манипулирования светом на наноуровне, управления потоками информации и создания новых источников излучения для схем интегральной нанофотоники, и квантовых компьютеров нового поколения [1-3]. Здесь прежде всего представляет интерес создание низкоразмерных источников излучения, совместимых с технологией СМОS.

В данной работе представлены результаты исследований одиночных Ми резонаторов и их цепочек, сформированных на кремниевых структурах с наноостровками Ge(Si), обсуждаются их излучающие свойства.

#### Методика эксперимента

Одиночные Ми резонаторы и их цепочки (рис. 1) формировались на структуре, содержащей 10 слоев наноостровков Ge(Si), выращенных на подложке SOI. Для формирования низкоразмерных резонаторов в работе использовались методики электроннолучевой литографии и реактивного ионного травления в индуктивно-связанной плазме (ICP-RIE). Были получены одиночные резонаторы с диаметрами от 340 до 500 нм, а также их цепочки с числом резонаторов в цепочке от 2 до 11. Расстояние между резонаторами в цепочке составляло 50/60 нм. Полученные структуры исследовались методом микро-фотолюминесценции (микро-ФЛ) при комнатной температуре. Сигнал ФЛ возбуждался твердотельным лазером с длиной волны излучения 532 нм. Для прецизионной фокусировки лазерного луча в работе использовался объектив Mitutoyo M Plan APO с 50-кратным увеличением, обеспечивающим возможность фокусировки луча в пятно диаметром ~ 2 мкм. Спектральные измерения (с разрешением до 1 см<sup>-1</sup>) проводились на Фурьеспектрометре Bruker IFS 125 HR. Сигнал ФЛ регистрировался охлаждаемым Ge фотодетектором.



**Рис. 1.** СЭМ снимки одиночных Ми резонаторов (а) и цепочки из 11 резонаторов (b) диаметром 340 нм

#### Результаты и обсуждение

На рис. 2 приведены спектры микро-ФЛ одиночного резонатора и цепочек резонаторов с диаметрами 380 нм. Нижний спектр на рисунке соответствует сигналу ФЛ исходной структуры с наноостровками Ge(Si), измеренному в области образца, не подвергавшейся травлению. Как можно видеть из рисунка, сигнал ФЛ одного резонатора на длине волны 1.442 мкм лишь незначительно (примерно в 3 раза) слабее сигнала ФЛ исходного слоя, тогда как различие возбуждаемых объемов в слое и резонаторе превышает порядок величины. С ростом числа резонаторов в цепочке сигнал ФЛ возрастает и уже для цепочки из 8 резонаторов сигнал ФЛ оказывается сравнимым с сигналом ФЛ исходного слоя, а для цепочки из 11 резонаторов сигнал ФЛ превосходит сигнал ФЛ слоя примерно 1.3 раза. Начиная с 6 резонаторов в цепочке, в спектрах ФЛ начинает проявляться серия тонких линий, добротность которых возрастает по мере увеличения числа резонаторов. Для цепочки из 11 резонаторов с диаметром 380 нм добротность линий достигала значений Q ~ 1·10<sup>3</sup>.



Рис. 2. Спектры микро-ФЛ одиночного (1) и цепочек Ми резонаторов, содержащих от 2 до 11 резонаторов в цепочке (2-11). Нижний спектр соответствует люминесцентному отклику исходной, не процессированной структуры. Диаметр резонаторов - 380 нм, расстояние между резонаторами в цепочке – 50 нм

Аналогичное поведение наблюдалось и для цепочек резонаторов с диаметрами 420 нм, и 340 нм, причем спектральное положение наблюдаемых серий тонких линий в каждом конкретном случае зависело от диаметра резонаторов, смещаясь с увеличением диаметра в длинноволновую область (рис. 3).



Рис. 3. Спектры микро-ФЛ цепочек, содержащих 11 Ми резонаторов с диаметрами D = 340 – 500 нм. Расстояние между резонаторами в цепочке – 50 нм

Отсутствие серий тонких линий в спектрах ФЛ цепочек резонаторов с диаметрами 460 нм и 500 нм, очевидно, связано с преобладанием в люминесцентном отклике Ми резонаторов большого диаметра мод высших порядков. Можно показать, что в резонаторах с диаметрами 340 – 420 нм преимущественный вклад в люминесцентный отклик вносят электрические дипольные резонансы Ми и наблюдаемые серии тонких линий являются следствием их коллективного взаимодействия [4,5]. Интересно, что для мод высшего порядка проявление коллективных взаимодействий в цепочках резонаторов оказывается лишь незначительным.

Работа поддержана РФФИ (проект 20-52-12062 ННИО а).

- Kuznetsov A.I., Miroshnichenko A.E., Brongersma M.L. et al. // Science, V. 354, aag2472 (2016).
- Staude I., Schilling J. // Nature Photonics, V. 11, 274 (2017).
- Bouchet D., Mivelle M., Proust J. *et al.* // Physical Review Applied, V. 6, 064016 (2016).
- Rutckaia V., Heyroth F., Novikov A. *et al.* // Nano Letters, V. 17, 6886 (2017).
- Rutckaia V., Heyroth F., Schmidt G. *et al.* // ACS Photonics, V. 1, 209 (2021).

## Усиление люминесцентного отклика наноостровков Ge(Si) на связанных состояниях в континууме в двумерных фотонных кристаллах

М.В. Степихова<sup>1, \*</sup>, С.А. Дьяков<sup>2</sup>, А.Н. Яблонский<sup>1</sup>, А.В. Перетокин<sup>1, 3</sup>, Д.В. Юрасов<sup>1</sup>, Д.В. Шенгуров<sup>1</sup>, А.В. Новиков<sup>1</sup>, З.Ф. Красильник<sup>1</sup>

<sup>1</sup> Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, 7, д. Афонино, Кстовский р-он, Нижегородская обл., Россия, 603087

<sup>2</sup> Сколковский институт науки и технологий, ул. Нобеля, 3, Москва, Россия 143005

<sup>3</sup> НГТУ им. Р.Е. Алексеева, ул. Минина, 24, Нижний Новгород, Россия, 603155

\*mst@ipmras.ru

В работе приводятся результаты экспериментальных исследований двумерных фотонных кристаллов (ФК), сформированных на кремниевых структурах с наноостровками Ge(Si). Обсуждаются явления усиления сигнала ФЛ наноостровков на связанных состояниях в континууме, проявляющиеся в спектрах ФЛ исследованных структур. Показано, что следствием взаимодействия излучающей среды со связанными состояниями в континууме является усиление люминесцентного отклика наноостровков Ge(Si) более чем на порядок величины.

#### Введение

В работе приводятся результаты экспериментальных исследований двумерных фотонных кристаллов (ФК), сформированных на кремниевых структурах с самоформирующимися наноостровками Ge(Si). Интерес к таким структурам вызван, прежде всего, их излучательной способностью, приходящейся на диапазон длин волн 1.2 - 1.6 мкм, а также простотой интегрирования в схемы современной микроэлектроники. Демонстрируемые в работе результаты раскрывают новые возможности создания на базе таких структур эффективных источников излучения.

#### Методика эксперимента

Исследовались двумерные фотонные кристаллы с гексагональной решеткой отверстий. Период решетки ФК (а) варьировался в диапазоне от 525 до 1000 нм, соотношение радиуса отверстий (r) к периоду составляло r/a = 0.3. Фотонные кристаллы формировались на кремниевой структуре, выращенной на подложке SOI и содержащей 5 слоев наноостровков Ge(Si). Суммарная толщина структуры над слоем окисла составляла ~ 220 нм. Для формирования ФК в работе использовались методы электронно-лучевой литографии и плазмохимического травления. Излучающие свойства полученных фотонно-кристаллических структур анализировались методами микро-фотолюминесценции (микро-ФЛ) в стандартной геометрии нормального падения возбуждающего и детектируемого лучей, и методом микро-фотолюминесценции в геометрии измерений диаграммы направленности. В последнем случае сигнал ФЛ возбуждался под углом к поверхности образца и анализировался по нормали к поверхности в выделенном диапазоне углов, что обеспечивало возможность сканирования сигнала вблизи Г точки зоны Бриллюэна ФК (более детально обе методики описаны в работе [1]). Теоретические расчеты исследованных структур выполнялись методом матрицы рассеяния [2].

#### Результаты и обсуждение

На рис. 1 приведены спектры ФЛ фотонного кристалла с периодом решетки a = 650 нм, измеренные в стандартной геометрии микро-ФЛ и в геометрии диаграммы направленности. В последнем случае сигнал ФЛ измерялся вблизи Г точки зоны Бриллюэна ФК в диапазоне углов 20 ~ 7.6°. В стандартной геометрии, сигнал ФЛ фотонного кристалла представлен серией линий в диапазонах длин волн 860 нм и 940 - 980 нм. Сравнивая с откликом в непроцессированной области образца (серый спектр на рис. 1), можно видеть, что сигнал ФЛ фотонного кристалла носит резонансный характер и по интенсивности значительно превосходит люминесцентный отклик в непроцессированной области образца. В максимуме соотношение этих сигналов составляло ~ 30. Более детальный анализ природы наблюдаемого спектра позволяет показать его взаимосвязь со связанными состояниями в континууме (так называемые «symmetry protected BICs» [3]). Такие состояния оказываются сильно локализованы в  $\Gamma$  точке зоны Бриллюэна и наблюдаются лишь для выделенных мод ФК [1]. Действительно, измерения в геометрии диаграммы направленности вблизи  $\Gamma$  точки показывают сильную зависимость резонансного спектра от угла сбора сигнала ФЛ (см. красный спектр на рис. 1). Более того, данные эксперимента хорошо согласуются с теоретическими расчетами (рис. 2).



**Рис.** 1. Спектры микро-ФЛ фотонного кристалла с периодом решетки *a* = 650 нм и непроцессированной области образца, измеренные в стандартной геометрии (угол сбора сигнала ФЛ  $2\Theta = 30^{\circ}$ ), и в геометрии диаграммы направленности (DPL) вблизи  $\Gamma$  точки зоны Бриллюэна (угол сбора сигнала ФЛ  $2\Theta \sim 7.6^{\circ}$ )



Рис. 2. Излучательная способность ФК с периодом решетки *a* = 650 нм, *г/a* = 0.3, рассчитанная методом матрицы рассеяния в зависимости от энергии и волнового вектора. Значения излучательной способности приведены в цветовой шкале, указанной справа на рисунке. Зелеными и голубыми линиями на рисунке отмечены диапазоны углов вблизи *Г* точки зоны Бриллюэна: 2Θ = 15.2° и 2Θ = 43.6°, синими горизонтальными линиями выделен энергетический диапазон, в котором наблюдается излучение наноостровков Ge(Si). Кружками на рисунке отмечены области связанных состояний в континууме

Серии резонансных линий со значениями добротности Q ~  $10^3$  прослеживаются для широкого спектра ФК с периодами решетки 575 - 1000 нм, при этом их положение и интенсивность сильно зависят как от характера моды, для которой наблюдается связанное состояние в континууме, так и корреляции моды со спектром излучения наноостровков Ge(Si). В исследованной серии ФК максимальный сигнал наблюдаяся для ФК с периодом решетки a = 750 нм (рис. 3). В максимуме сигнал ФЛ этого ФК на 2 порядка величины превышал сигнал ФЛ в непроцессированной области образца.



Рис. 3. Спектры ФЛ фотонных кристаллов с разными периодами решетки и непроцессированной области образца, измеренные в геометрии диаграммы направленности. Измерения проводились вблизи Г точки зоны Бриллюэна ФК с углом сбора сигнала ФЛ ~ 15.2°

Работа финансируется из средств РФФИ (проект #18-42-520047p\_a) и РНФ (проект #19-72-10011) - в части теоретического расчетов.

- Dyakov S.A., Stepikhova M.V., Bogdanov A.A. *et al.* // https://arxiv.org/abs/2006.06086.
- 2. Tikhodeev S.G., Yablonskii A.L., Muljarov E.A. *et al.* // Phys. Rev. B, V. 66, 045102 (2002).
- Hsu C.W., Zhen B., Stone A.D. *et al.* // Nature Rev. Mater., V. 1, 16048 (2016).

## Диагностика А3В5 гетероструктур на Ge/Si, Ge/SOI

А.А. Сушков<sup>1, \*</sup>, Д.А. Павлов<sup>1</sup>, А.И. Андрианов<sup>1</sup>, В.Г. Шенгуров<sup>1</sup>, С.А. Денисов<sup>1</sup>, В.Ю. Чалков<sup>1</sup>, Р.Н. Крюков<sup>1</sup>, Н.В. Байдусь<sup>1</sup>, А.В. Рыков<sup>1</sup>, Д.В. Юрасов<sup>2</sup>, А.В. Новиков<sup>2</sup>

<sup>1</sup> Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского, пр-т Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950

<sup>2</sup> Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, 7, Нижний Новгород, 607680

\*sushkovartem@gmail.com

Получены и исследованы гетероструктуры A3B5/Ge/Si (001) и A3B5/Ge/SOI (001). В A3B5/Ge/Si (001) буферные слои Ge/Si были выращены на подложке Si (001): слой Si — методом молекулярно-пучковой эпитаксии, а слой Ge — методом «горячей проволки». В A3B5/Ge/SOI (001) слои Ge/Si были сформированы на подложке SOI (001) методом молекулярно-пучковой эпитаксии с использованием режима «двухстадийного» роста. Рост A3B5 слоев осуществлялся методом химического осаждения металлорганических соединений из газовой фазы. Оценка дефектности выращенных структур проводилась с помощью просвечивающей электронной микроскопии, рентгеновской дифрактометрии и методом селективного травления дефектов. Морфология поверхности образцов исследовалась с помощью атомно-силовой микроскопии. В данной работе показано, что в гетероструктуре A3B5/Ge/SOI шероховатость поверхности меньше в 1.55 раз, плотность ямок травления от дислокаций меньше в 3 раза, плотность прорастающих дефектов до A3B5 слоев значительно меньше, чем в гетероструктуре A3B5/Ge/Si. Установлено, что слой SiO<sub>2</sub> толщиной 200 нм в SOI не способствует компенсации деформаций, возникающих из-за разницы коэффициента теплового расширения Ge и Si.

#### Введение

Платформы на основе Si для эпитаксии A3B5 гетероструктур актуальны в силу возможности удешевления A3B5 полупроводниковых (п/п) приборов, увеличения быстродействия интегральных микросхем. Одной из технологий совмещения п/п A3B5 с Si является эпитаксиальный рост A3B5 материалов на Si через буферные слои Ge/Si [1]. Возникает интерес в сравнении структурных свойств и морфологии поверхности слоев A3B5, сформированных на Ge/Si, полученных различными методами.

#### Методика эксперимента

Рост АЗВ5 гетероструктур на различных платформах — Ge/Si (001) (образец А), Ge/SOI (001) (образец В) — проводился в установке МОС-гидридной эпитаксии AIX 200RF при низком давлении (100 мбар) в одном ростовом процессе. Последовательность слоев АЗВ5 в ростовом направлении: AlGaAs/GaAs/AlGaAs, GaAs, дислокационные фильтры (ДФ), состоящие из 5 периодов InAlAs/GaAs, GaAs. В платформе Ge/Si (001) буферные слои Ge/Si были выращены на подложке Si (001): слой Si — методом молекулярно-пучковой эпитаксии, а слой Ge — методом газофазного осаждения с разложением моногермана на «горячей проволоке» (HWCVD) [2]. В платформе Ge/SOI

(001) слои Ge/Si были сформированы на подложке SOI (001) в сверхвысоковакуумной установке молекулярно-пучковой эпитаксии Riber SIVA-21 методом «двухстадийного» роста [3]. Структурные свойства образцов оценивались с помощью дифрактометра Panalytical X'Pert3 MRD и просвечивающего электронного микроскопа (ПЭМ) ЈЕМ-2100F (200 кВ). Препарирование поперечного среза структур проводилось с использованием Gatan 691 Precision Ion Polishing System. Плотность дислокаций в верхнем слое GaAs, выявленных с использованием селективного травления, оценивалась методом подсчета ямок травления на изображении, полученном с помощью оптического микроскопа при увеличении ×1500. Раствор для селективного травления дефектов: 1.6 г CrO<sub>3</sub>, растворенный в 20 мл 5% HF. Длительность травления GaAs 30 секунд. Морфология поверхности исследовалась на атомно-силовом микроскопе (ACM) SolverPro.

#### Результаты и обсуждение

При анализе изображений поперечного среза, полученных методом сканирующей ПЭМ (СПЭМизображения), толщина слоев GaAs, расположенных выше ДФ составляла (878±44) нм, общая толщина слоев GaAs, примерно, 1713 нм, толщина слоя Ge для образца A — (2364±66) нм, B — (1018±22) нм. Шероховатость (RMS) поверхности образцов, оцененная из АСМ-сканов площади  $7.5 \times 7.5$  мкм<sup>2</sup>, составляла для образцов А — 6.35 нм, В — 4.11 нм. Для сравнения структурного совершенства полученных слоев с помощью метода рентгеновской дифрактометрии (РД) записывались ω-сканы для отражения (004) с кристалломанализатором перед детектором, чтобы разделить пики от GaAs и Ge. Было установлено, что FWHM пика GaAs ω-скана для отражения (004): образец А — 166", В — 117". Меньшее значение FWHM пика от GaAs на ω-скане указывает на его более высокое структурное совершенство в образце В по сравнению с образцом А. Оценка качества верхних слоев GaAs методом селективного травления дефектов подтверждает данный результат. Значение плотности ямок травления (EPD) в областях на изображениях между антифазными границами площадью 100 мкм<sup>2</sup>: образец А — 4.5·10<sup>7</sup> см<sup>-2</sup>, В — 1.5.107 см-2. Оценка качества слоев Ge методом СПЭМ демонстрирует, что плотность дефектов, прорастающих до АЗВ5 слоев, выше в образце А (рисунок 1). Более высокое структурное совершенство слоев АЗВ5/Ge в образце В, в частности, может быть следствием наличия слоя SiO<sub>2</sub>. Слой SiO<sub>2</sub>



в виду аморфной структуры мог скомпенсировать часть деформаций, возникающих из-за разницы КТР слоев A3B5/Ge и Si при остывании после ростовых процессов. Для установления влияния слоя SiO<sub>2</sub> на характеристики образца В методом РД были определены угол между направлениями [001] слоя Si и подложки Si ( $\alpha$ ) и деформации в направлении [001] слоя Si относительно подложки Si ( $\epsilon$ ), а методом ПЭМ — толщина слоя SiO<sub>2</sub> (d) до и после роста слоев A3B5/Ge/Si. Результаты представлены в табл. 1.

**Таблица 1.** Деформация (ε), угол разориентации (α) слоя Si относительно подложки Si и толщина SiO<sub>2</sub> (d) в SOI.

SOI	а, сек.	ε, %	d, нм
до роста A3B5/Ge/Si	(234±30)	(4 <b>±</b> 9)·10 <sup>-3</sup>	(206±7)
после роста A3B5/Ge/Si	(239±31)	(6±9)·10 <sup>-3</sup>	(203±16)

Из табл. 1 видно, что угол  $\alpha$  и деформации  $\varepsilon$  после роста изменились в пределах погрешности. На основе этих данных можно сделать вывод о том, что слой SiO<sub>2</sub> толщиной 200 нм не способствует компенсации деформаций, возникающих из-за разницы КТР Ge и Si, и не мог таким образом повлиять на характеристики образца B.



Рис. 1. Обзорные СПЭМ-изображения слоев АЗВ5/Ge/Si: (а) образца А, (б) образца В

Авторы выражают благодарность руководству компании ООО «Мелситек» за возможность проведения исследований на дифрактометре Panalytical X'Pert3 MRD и П.А. Юнину (ИФМ РАН) за консультирование по вопросам, связанным с методом рентгеновской дифрактометрии.

Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ в рамках научного проекта № 20-32-90229.

- Baidus N., Aleshkin V., Dubinov A. *et al.* // Crystals, V. 8, 311 (2018).
- Shengurov V.G., Denisov S.A. *et al.* // Technical Physics Letters, V. 41, 36 (2015).
- Yurasov D.V., Daniltsev V.M., Novikov A.V. *et al.* // Semiconductors, V. 49, 1415 (2015).

### Оптически активные спиновые центры в SiC

#### С.А. Тарасенко

ФТИ им. А. Ф. Иоффе, ул. Политехническая, д. 26, Санкт-Петербург, 194021

tarasenko@coherent.ioffe.ru

Представлены результаты теоретических и экспериментальных исследований спиновой динамики и поляризационных оптических свойств центров окраски в карбиде кремния, связанных с кремниевыми вакансиями. Обсуждается физика оптически детектируемого магнитного резонанса (ОДМР) этих спиновых центров, в том числе в условиях неоднородного уширения резонанса, и применение методов ОДМР в сенсорике.

#### Введение

Оптически активные спиновые центры в широкозонных кристаллах, такие как NV центры в алмазе или кремниевые вакансии V<sub>Si</sub> в карбиде кремния, представляют большой интерес для фундаментальных и прикладных исследований. Центры обладаю долгими временами спиновой когерентности, их спиновыми состояниями можно эффективно управлять методами ОДМР.

В докладе представлен краткий обзор теоретических и экспериментальных исследований центров  $V_{si}$  в карбиде кремния. Описана спиновая динамика центров в статическом и радиочастотном магнитных полях, разработана теория оптического выстраивания центров по спину и формирования сигнала ОДМР [1]. Обсуждаются приложения для магнитометрии, пути повышения чувствительности оптических магнитометров и преодоления ограничений, связанных с неоднородным уширением в ансамбле спиновых центров, техникой выжигания спектральных провалов в линиях ОДМР [2].

#### Оптически детектируемый магнитный резонанс

Одиночный центр V<sub>Si</sub> характеризуется спином 3/2 и может находиться в суперпозиции 4 базисных состояния с проекцией спина m =  $\pm$  3/2,  $\pm$  1/2. Ансамбль центров описывается спиновой матрицей плотности, которую удобно представить в виде разложения по сферическим мультиполям, состоящим из 3 компонент спинового диполя *p*, 5 компонент спинового квадруполя *d* и 7 компонент спинового октуполя f. В сферическом приближении мультиполи релаксируют с тремя различными временами спиновой релаксации: временами  $T_p$ ,  $T_d$  и  $T_f$ . Соотношение между временами определяется микроскопическими механизмами релаксации.



Рис. 1. Схема оптически детектируемого магнитного резонанса. Оптические характеристики кристалла зависят от спиновых состояний центров окраски

Оптическая накачка центров приводит к преимущественному заселению спиновых состояний  $\pm 3/2$  или  $\pm 1/2$  (в зависимости от политипа SiC и положения вакансии в кристаллической решетке), т.е. к спиновому выстраиванию. Радиочастотное магнитное поле вызывает переходы между спиновыми состояниями и приводит к возбуждение других компонент мультиполя. Интенсивность люминесценции центров зависит от их спиновых состояний, что и определяется формирование сигнала ОДМР. Регистрируемая поляризация люминесценции V<sub>Si</sub> тоже оказывается чувствительной к положению центров в кристаллической решетке.

Работа выполнена при поддержке гранта РНФ 19-12-00051.

- Tarasenko S.A., Poshakinskiy A.V., Simin D. *et al.* Spin and optical properties of silicon vacancies in silicon carbide a review // Phys. Status Solidi B, V. 255, 1700258 (2018).
- Soltamov V.A., Kasper C., Poshakinskiy A.V. *et al.* Excitation and coherent control of spin qudit modes with sub-MHz spectral resolution // Nature Commun., V. 10, 1678 (2019).

#### Получение атомарно-чистых

# и структурно-упорядоченных поверхностей эпитаксиальных плёнок Pb<sub>1-x</sub>Sn<sub>x</sub>Te (111)

А.С. Тарасов<sup>1\*</sup>, А.Н. Акимов<sup>1</sup>, И.О. Ахундов<sup>1</sup>, В.А. Голяшов<sup>1,2</sup>, Д.В. Ищенко<sup>1</sup>, А.Э. Климов<sup>1,3</sup>, Е.Л. Молодцова<sup>1</sup>, Н.С. Пащин<sup>1</sup>, Е.В. Федосенко<sup>1</sup>, С.П. Супрун<sup>1</sup>, В.Н. Шерстякова<sup>1</sup>, О.Е. Терещенко<sup>1,2</sup>

1 ИФП СО РАН, 630090, Новосибирск, пр. Ак. Лаврентьева, 13

<sup>2</sup> Новосибирский государственный университет, 630090, Новосибирск, ул. Пирогова, 2

<sup>3</sup> НГТУ, 630073, Новосибирск, пр-т К. Маркса, 20.

\*tarasov1916@yandex.ru

В данной работе изучалось влияние обработки эпитаксиальных плёнок PbSnTe (111) в изопропиловом спирте насыщенным парами соляной кислоты (HCl-iPA), и её влияние на стехиометрию и структуру поверхности. Обнаружено, что обработка плёнки PbSnTe (111) в HCl-iPA приводила к удалению собственных оксидов и обогащению поверхности элементным теллуром (толщина 1-3 нм). Последующий прогрев в вакууме приводил к десорбции элементного теллура и появлению поверхностной структуры (1x1).

#### Введение

В последнее время возрос интерес к полупроводниковому твёрдому раствору Pb<sub>1-x</sub>Sn<sub>x</sub>Te в связи с обнаружением свойств топологического кристаллического изолятора (ТКИ) в определённом диапазоне составов. ТКИ - недавно открытый новый класс материалов, для которого характерно наличие спин-поляризованных поверхностных состояний дираковского типа, которые представляют интерес в области спинтроники [1]. Одним из основных методов изучения поверхностных состояний ТКИ является фотоэлектронная спектроскопия с угловым разрешением (ARPES). Данный метод требует атомарной чистоты и структурной упорядоченности исследуемой поверхности [2]. Хорошо известно, что поверхность PbSnTe при хранении на воздухе покрыта слоем собственных оксидов, которые невозможно удалить путём прогрева в вакууме [3]. Поэтому актуальна задача приготовления атомарно-чистой и структурно-упорядоченной поверхности эпитаксиальных плёнок PbSnTe (111). Из литературы известно, что для очистки поверхности полупроводников  $A^{3}B^{5}$  от оксидов успешно используется метод химической обработки в растворе изопропилового спирта, насыщенного парами соляной кислоты (HCl-iPA) [4]. В настоящей работе изучалось влияние химической обработки в растворе HCl-iPA на состав И структуру поверхности эпитаксиальных плёнок PbSnTe (111), выращенных методом молекулярно-лучевой эпитаксии.

#### Результаты и обсуждение

Для изучения стехиометрии и структуры поверхности применялись методы рентгеновской фотоэлектронной спектроскопии (РФЭС) и дифракции быстрых электронов на отражение (ДБЭО). Исходная поверхность образцов была покрыта слоем собственных оксидов, толщина которых составляла 2,5 – 3,5 нм, кроме того, также часть теллура находилось в элементном состоянии (Рис. 1(а)). По сравнению с составом объёма, на поверхности наблюдалось обогащение по олову. Картина ДБЭО показывала диффузный фон от аморфного Химическая обработка поверхности в слоя. растворе HCl-iPA приводила к удалению оксидов и обогащению поверхности элементным Те (Рис. 1(б)). Толщина слоя элементного Те составляла порядка 1 – 3 нм. ДБЭО на химически обработанной поверхности показала наличие точечных рефлексов (Рис. 2(а)), что свидетельствует о развитом рельефе поверхности. Прогрев в вакууме при температуре 250 °C приводил к десорбции избыточного Те с поверхности плёнки (Рис. 1(в)). Поверхностная стехиометрия соответствовала объёмной. При температуре выше 250 °С поверхность упорядочилась, на картине ДБЭО появилась реконструкция (1x1) (Рис. 2(б)), а в ARPES наблюдался закон дисперсии E(k). Дальнейший прогрев в вакууме не приводил к видимым изменениям стехиометрии и структуры поверхности.

Напряжение пробоя подзатворного диэлектрика классической структуры транзистора в 4 раза ниже напряжения пробоя подзатворного диэлектрика транзисторной структуры с двухслойным поликремниевым затвором.

Таким образом, очевидно, что оригинальный транзистор является более надежным, чем классический транзистор.



Рис. 1. Фотоэлектронные спектры поверхности эпитаксиальной плёнки PbSnTe (111). а) Исходная поверхность, б) После обработки в HCI-iPA, в) После обработки в HCI-iPA и прогрева до 250 °C.



**Рис. 2.** ДБЭО-картины от поверхности эпитаксиальной плёнки PbSnTe (111) после обработки в HCI-iPa и прогрева при температуре 250 °C

#### Заключение

Была получена атомарно-чистая и структурноупорядоченная поверхность эпитаксиальных плёнок PbSnTe. Обнаружено, что обработка плёнки PbSnTe (111) в HCl-iPA приводила к удалению собственных оксидов и обогащению поверхности элементным теллуром толщиной 1-3 нм. Последующий прогрев в вакууме приводил к десорбции элементного теллура и появлению поверхностной структуры (1x1).

Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ в рамках научного проекта № 20-32-90154.

- Tanaka Y. *et al.* // Physical Review B, V. 87, 155105 (2013).
- Hasan M.Z. *et al.* // Reviews of Modern Physics, V. 82, 3045 (2010).
- 3. Bettini M. *et al.* // Surface Science, V. 80, 334-343 (1979).
- Tereshchenko O.E. *et al.* // J. Vacuum Science & Technology A: Vacuum, Surfaces, and Films, V. 17, 2655-2662 (1999).

## Анализ влияния спейсерных слоев на нелинейные искажения вольт-амперных характеристик DpHEMT структур на основе соединений GaAs/InGaAs

Е.А. Тарасова<sup>1</sup>\*, С.В. Хазанова<sup>1</sup>, О.Л. Голиков<sup>1</sup>, А.С. Пузанов<sup>1</sup>, В.Е. Земляков<sup>2</sup>, С.В. Оболенский<sup>1</sup>

<sup>1</sup> ННГУ им. Н.И. Лобачевского, пр. Гагарина 23, 603600, Нижний Новгород.

<sup>2</sup> Национальный исследовательский университет "Московский институт электронной техники", Москва, Зеленоград, Россия

\* tarasova@rf.unn.ru

Работа посвящена особенностям моделирования электрофизических параметров DpHEMT структур на основе соединения AlGaAs/InGaAs/GaAs с помощью самосогласованного решения уравнения Шредингера и Пуассона. На основании численных расчетов предложен метод анализа нелинейных искажений передаточных вольт-амперных характеристик исследуемых транзисторов. Проведена оценка влияния спейсерных слоев на нелинейность ВАХ.

#### Введение

В современной наноэлектронике широко используются полевые транзисторы с каналом из слоя полупроводника, узкозонного формирующего квантовую яму, в которой образуется двумерный электронный газ (НЕМТ) [1]. Широко применяются основе структуры на соединений AlGaAs/InGaAs/GaAs. Для улучшения параметров транзисторов подобного типа при изготовлении структур используются дополнительные тонкие (порядка 0.4 нм) спейсерные слои из GaAs и двустороннее б-легирование. Анализ влияния дополнительных слоев на выходные характеристики транзисторов, в частности, на нелинейность передаточной вольт-амперной характеристики, является крайне важной задачей.

#### Объект исследования

В работе проводится расчет параметров DpHEMT структуры на основе GaAs/ $In_{0.17}Ga_{0.83}As$  со слоевой концентрацией электронов в канале  $3 \cdot 10^{12}$  см<sup>-2</sup>. Состав слоев приведен в табл. 1. Зонная диаграмма и концентрация электронов рассчитывались с помощью самосогласованного решения уравнений Шредингера и Пуассона [1]. Результаты расчетов хорошо коррелировали с данными, полученными с использованием квазигидродинамической модели, использующейся в системах автоматизированного проектирования типа TCad.

	Толщина, нм	Концентрация легирующей примеси, м <sup>.3</sup>
Барьерный слой Al₀.₂₃Ga₀.ァァAs	13	-
Спейсерный слой 1 GaAs	0.4	5·10 <sup>22</sup>
<b>δ-слой Al</b> ₀.₂₃Ga₀.ァァAs	3	5·10 <sup>25</sup>
Спейсерный слой 2 GaAs	0.4	5·10 <sup>22</sup>
Спейсерный слой 3 Al₀.₂₃Ga₀.ァァAs	7	-
Спейсерный слой 4 GaAs	15	-
Канальный слой In₀.₂₃Ga₀.ァァAs	10	-
Буферная гетероструктура GaAs	44	-
Подложка GaAs	100	-

Таблица 1 Состав исследуемой структуры DpHEMT

#### Результаты расчетов

В работе проводился расчет зонной диаграммы и профиля распределения электронов для трех различных вариантов структуры. В первом случае (вариант 1) проводился расчет указанных параметров структуры без учета тонких спейсерных слоев на основе GaAs толщиной 0.4 нм (спейсерные слои GaAs 1 и 2 в таблице 1). Во втором случае (вариант 2) рассматривалась структура с учетом указанных спейсерных слоев GaAs 1 и 2. В третьем случае (вариант 3) анализировалась структура со спейсерными слоями GaAs 1 и 2, но без учета спейсерных слоев 3 и 4. Результаты расчетов приведены на рис. 1.



Рис. 1. Результаты расчетов зонной диаграммы и профиля распределения электронов исследуемой структуры для различных комбинаций спейсерных слоев вариант 1; вариант 2; вариант 3

На основании численных расчетов профиля распределения электронов с помощью аналитической модели, описанной в [2] были получены передаточные вольт-амперные характеристики исследуемой структуры для трех указанных составов слоев исследуемой структуры. Результаты расчетов вольтамперных характеристик, а также их крутизны приведены на рис. 2.



**Рисунок 2.** Рассчитанные передаточные вольт-амперные характеристики и крутизна ВАХ исследуемого DpHEMT для различных комбинаций спейсерных слоев

Рассчитанные вольт-амперные характеристики являлись входными для последующего анализа интермодуляционных искажений усилителей. Известно [1], что усилители мощности на основе полевых транзисторов обладают линейностью при небольших уровнях входной мощности, а при ее возрастании появляются нелинейные интермодуляционные искажения, приводящие к увеличению мощности паразитных гармоник выходного сигнала. В согласованных цепях это может привести к снижению КПД устройств.

В работе рассчитывался уровень нелинейных искажения и определялась его чувствительность в зависимости от параметров полупроводниковой структуры. Было показано, что введение спейсерных слоев способствует снижению уровня нелинейных искажений. Это позволяет рекомендовать конструкцию транзистора со спейсерными слоями в качестве наиболее перспективной для создания НЕМТ средней и большой мощности.

- Пожела Ю. Физика быстродействующих транзисторов. – Вильнюс: Мокслас, 1989. 264 с.
- Тарасова Е.А., Оболенский С.В., Хазанова С.В., Григорьева Н.Н., Голиков О.Л., Иванов А.Б., Пузанов А.С. // Физика и техника полупроводников. Т. Т. 54. № 9. 2020. С. 968-973.
- А.Е. Поляков, Л.В. Стрыгин // Труды МФТИ.2012, т. 4, № 2, с. 54–63.

## Повышение излучательной эффективности квантовых ям на основе AlGaAs

## К.Ю. Телегин, Н.А. Волков, Д.Р. Сабитов, Т.А. Багаев, А.А. Падалица, М.А. Ладугин, А.А. Мармалюк

АО «НИИ «Полюс» им. М.Ф. Стельмаха», ул. Введенского, 3, Москва, 117342. \*telegin\_kyu@mail.ru,

Экспериментально исследовано влияние количества элемента V группы в газовой фазе на интенсивность фотолюминесценции квантовых ям в системе материалов AlGaAs/GaAs, получаемых методом МОС-гидридной эпитаксии.

#### Введение

В настоящее время одним из перспективных направлений применения полупроводниковых лазерных диодов (ЛД) является их использование в качестве источников накачки в твердотельных лазерах, например, на основе иттрий-алюминиевого граната, легированного неодимом (YAG:Nd<sup>3+</sup>). ЛД на основе гетероструктур (ГС) Al<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>As/GaAs показывают высокий коэффициент полезного действия, работают с низким напряжением, излучение ЛД легко поддается фокусировке, а узкий спектр излучения позволяет селективно возбуждать необходимые уровни в лазерном кристалле. Это способствует повышению эффективности накачки и в конечном итоге к снижению тепловой нагрузки.

Для решения задачи накачки твердотельных лазеров полупроводниковыми ЛД необходимо чтобы сами ЛД имели максимально высокие излучательные характеристики, а созданные на их основе линейки и матрицы ЛД имели повышенный коэффициент полезного действия.

Выходные параметры полупроводниковых лазеров в значительной мере определяются излучательной эффективностью квантовых ям, выступающих в качестве активной области указанных приборов.

Основным препятствием к совершенствованию излучателей на основе квантовых ям AlGaAs служит внедрение в растущие слои остаточного кислорода, образующего центры безызлучательной рекомбинации. Этот процесс усиливается с ростом содержания Al в твердых растворах AlGaAs. Доказали свою эффективность подходы, направленные на уменьшение вхождения кислорода в твердую фазу посредством повышения температуры роста и отношения V/III [1]. Однако для гетероструктур с квантовыми ямами такой подход не всегда эффективен. В данном исследовании изучалось влияние на излучательные характеристики квантовых ям не повышения, а понижения отношения V/III, за счет снижения расхода арсина в условиях МОСгидридной эпитаксии.

#### Экспериментальная часть

В рамках работы, методом МОС-гидридной эпитаксии были выращены гетероструктуры с квантовыми ямами Al<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>As/GaAs.

Проведена серия экспериментов с использованием одних и тех же технологических режимов, но с различным расходом арсина в исходной газовой смеси. На полученных образцах измерялись спектры фотолюминесценции квантовых ям при комнатной температуре.

#### Обсуждение результатов

В работе исследовано влияние снижения отношения V/III, за счет уменьшения количества компонента V группы. Известно, что глубокие уровни в GaAs и AlGaAs образуют не самостоятельные примесные атомы кислорода, а его комплексы с антиструктурными дефектами мышьяка [As<sub>Ga</sub>].

Наличие антиструктурных дефектов [As<sub>Ga</sub>] способствует вхождению кислорода, так как основная форма вхождения кислорода в растущий слой O[As<sub>Ga</sub>]<sub>2</sub> [2]:

$$[O] + 2[As_{Ga}] \rightarrow O[As_{Ga}]_2 \tag{1}$$

МОС-гидридная эпитаксия проводится при значительном избытке компонента V группы, что и приводит к частичному занятию мест в подрешетке галлия мышьяком [As<sub>Ga</sub>].



Рис. 1. Изменение интенсивности фотолюминесценции квантовой ямы AlGaAs/GaAs при росте гетероструктуры при повышенном (1) и пониженном (2) расходе арсина

Следовательно, их концентрация может быть также снижена при уменьшении количества арсина в исходной парогазовой смеси. В свою очередь, это приводит к уменьшению вхождения кислорода в растущие эпитаксиальные слои, что способствует снижению концентрации центров безызлучательной рекомбинации В свою очередь, это должно сказаться на интенсивности фотолюминесценции квантовых ям Al<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>As/GaAs.

Результаты фотолюминесцентных измерений приведены на рис. 1.

Квантовые ямы, выращенные с пониженным содержанием арсина в газовой фазе, продемонстрировали рост интенсивности сигнала фотолюминесценции в 2-3 раза, что отражает снижение концентрации центров безызлучательной рекомбинации.

Результаты данной работы показывают, что для контроля образования в эпитаксиальных слоях Al-GaAs центров безызлучательной рекомбинации, в частности связанных с примесными атомами кислорода, целесообразно использовать уменьшение содержания арсина в исходной парогазовой смеси. Это приводит к снижению концентрации антиструктурных дефектов [As<sub>Ga</sub>] в растущих слоях и, как следствие, уменьшению вхождения кислорода по описанному выше механизму.

Данный подход был использован на практике для формирования лазерных гетероструктур с квантовыми ямами Al<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>As/GaAs. Линейки лазерных диодов, изготовленные на основе указанных гетероструктур, продемонстрировали повышенный до 70% коэффициент полезного действия.

- Kuech T.F., Potemski R., Cardone F., Scilla G. *et al.* // J. Electron. Mater., V. 21, PP. 341-346 (1992).
- Colleoni D., Pasquarello A. // Physical Review B, V. 93, 125208 (2016).

## Криогенная электроника и спинтроника на основе кристаллического топологического изолятора Pb<sub>1-x</sub>Sn<sub>x</sub>Te

О.Е. Терещенко<sup>1\*</sup>, В.А. Голяшов<sup>1</sup>, А.Э. Климов<sup>1,2</sup>, А.С. Тарасов<sup>1</sup>, А.К. Кавеев<sup>3</sup>, Д.В. Ищенко<sup>1</sup>, А.Ю. Миронов<sup>1</sup>, С.П. Супрун<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова СО РАН, пр. Лаврентьева, 13, Новосибирск, 630090

<sup>2</sup> Новосибирский государственный технический университет, пр. К. Маркса, 20, г. Новосибирск, 630092

<sup>3</sup> ФТИ им. А.Ф.Иоффе, 194021, С. Петербург, Политехническая, 26

\*teresh@isp.nsc.ru

Изучены свойства пленок Pb<sub>1-x</sub>Sn<sub>x</sub>Te, выращенных методом молекулярно-лучевой эпитаксии, в зависимости от стехиометрического состава и уровня легирования индием. Показано, что, управляя составом и легированием, можно контролируемо получать различные электронные фазы: металлическую, полупроводниковую, изолятора и сверхпроводящую. В области составов *x* ~ 0.30 - 0.35 методом фотоэмиссии с угловым и спиновым разрешением показано наличие поверхностного спинполяризованного состояния с линейным законом дисперсии, вероятно, связанного с формированием топологической фазы. Обнаружен спин-вентильный эффект при измерении магнетосопротивления в локальной и нелокальной геометрии на удалении ферромагнитных контактов более 50 мкм. При составах *x* > 0.35 наблюдался переход в сверхпроводящее состояние.

#### Введение

Известно, что в твердых растворах PbTe-SnTe наблюдается несколько электронных фаз и фазовых переходов. Так, сравнительно недавно был установлен фазовый переход из состояния с тривиальным полупроводниковым зонным спектром в состояние так называемого кристаллического топологического изолятора (ТИ). Кристаллические ТИ расширяют класс трехмерных ТИ, чьи экзотические поверхностные состояния защищены кристаллической симметрией, а не симметрией обращения времени. Такие материалы характеризуются уникальной электронной и спиновой структурой: одновременным наличием объемной запрещенной зоны и Дираковского конуса спин-поляризованных поверхностных состояний проводимости, формируемых вследствие сильного спин-орбитального взаимодействия. Для выделения поверхностного транспорта и, как следствие, потенциального применения ТИ в спинтронике важно иметь удельное сопротивление, величину которого преимущественно определяют топологически защищенные поверхностные состояния. Несмотря на большие усилия сделать ТИ материал на основе Bi<sub>2</sub>Se<sub>3</sub> и его сплавов с низкой концентрацией объёмных носителей заряда, не удаётся повысить его объемное удельное сопротивление выше нескольких Ом см. Твердый раствор Pb<sub>1-x</sub>Sn<sub>x</sub>Te открывает новые возможности для изучения проявления топологических свойств поверхностного состояния в транспортных измерениях. PbTe (x = 0) является тривиальным изолятором, при  $x \sim 0.30$  - 0.35 происходит топологический квантовый фазовый переход, связанный с инверсией зон, и появляется нетривиальное поверхностное состояние.

В качестве образцов в настоящей работе использовались пленки  $Pb_{1-x}Sn_xTe$  в диапазоне составов  $x \sim 0 - 0.5$ . Выращивание ферромагнитных слоёв (Со, и CoFeB) проводилось методом лазерной молекулярно-лучевой эпитаксии на основе эксимерного лазера СОМРЕХ 201 ( $\lambda = 248$  нм). Намагниченность тонких ферромагнитных пленок измерялась с помощью магнитооптического эффекта Керра (МОЭК). Измерения магнитосопротивления проводились четырехконтактным методом на переменном токе 10 мкА с частотой 1 кГц при T = 4.2 К.

#### Результаты и обсуждение

Наличие различных электронных фаз в соединении  $Pb_{1-x}Sn_xTe$  представлено на рис. 1 в виде зависимости удельного сопротивления от состава *x* и уровня легирования индием. Собственный полупроводник  $Pb_{1-x}Sn_xTe$  проявляет слабую металлическую проводимость во всем диапазоне составов *x*. Легирование пленки  $Pb_{1-x}Sn_xTe$  в диапазоне составов  $x \approx 0.22 - 0.3$  индием до концентрации несколько атомных процентов приводит к переходу металлизолятор при низких температурах. Фактически с  $x \sim 0.30 - 0.35$  происходит инверсия зон и переход в состояние кристаллического топологического изолятора. Измерения пленки с  $x \sim 0.30$ , проведенные методом фотоэмиссии с угловым и спиновым разрешением, показали наличие поверхностного состояния с линейным законом дисперсии дираковского типа, при этом уровень Ферми находится в запрещенной зоне и пересекает поверхностное состояние в точке Дирака. Измерение спиновой поляризации фотоэлектронов, эмитированных из поверхностных состояний конуса Дирака, показало наличие геликоидальной спиновой текстуры и значение поляризации свыше 30%. Более того, состояния в зоне Бриллюэна с большей энергией связи также являются поляризованными по спину.



**Рис. 1.** Зависимость удельного сопротивления от состава *x* соединения Pb<sub>1-x</sub>Sn<sub>x</sub>Te и уровня легирования индием. Показаны электронные фазы, наблюдающиеся для соответствующих составов Pb<sub>1-x</sub>Sn<sub>x</sub>Te

Для изучения спин-зависимого транспорта были изготовлены структуры с парой ферромагнитных контактов Со и Со<sub>40</sub>Fe<sub>40</sub>B<sub>20</sub>, осажденными через

маски на поверхность пленок Pb<sub>1-x</sub>Sn<sub>x</sub>Te на различном расстоянии друг от друга, что соответствует геометрии измерения локального спин-вентильного эффекта. Методом МОЭК было установлено, что легкая ось намагниченности контактов лежит в плоскости поверхности, магнитные свойства изотропны в ней, а коэрцитивные поля составляют 10 мТ и 5 мТ для контактов Со и CoFeB, соответственно. Измерено магнитосопротивление планарной структуры Co/30 мкм Pb<sub>1-x</sub>Sn<sub>x</sub>Te/Co<sub>40</sub>Fe<sub>40</sub>B<sub>20</sub> для различных направлений магнитного поля В в плоскости образца. Для всех ориентаций магнитного поля при его развертке в магнитосопротивлении наблюдается гистерезис в области полей, который согласуется с коэрцитивными полями ферромагнитных контактов. Разница значений сопротивлений при параллельном ( $R_{\text{пар}}$ ) и антипараллельном (Rанти) направлениях намагниченности инжекционного и детектирующего контактов  $\Delta R/R_{\text{пар}}$  составляет около 0.15 %. Величина спин-вентильного эффекта зависит от соотношения межконтактного расстояния и длины спиновой диффузии.

В образцах  $Pb_{0.72}Sn_{0.28}$  Te отношение  $\Delta R/R_{\pi ap}$  достигло 0.15 % при расстоянии между контактами 30 мкм и уменьшалось только в два раза при разнесении контактов на расстояние до 100 мкм, что указывает на наличие значительной длины спиновой диффузии, оценочно превышающей несколько десятков микрометров. Возможным объяснением столь значительной длины спиновой диффузии является наличие спин-поляризованных поверхностных состояний, обнаруженных нами с помощью метода фотоэмиссии с угловым и спиновым разрешением. Таким образом, показано, что в кристаллическом ТИ PbSnTe проявляется спин-вентильный эффект в локальной и нелокальной геометрии на удалении ферромагнитных контактов более 50 мкм. В работе обсуждается перспектива использования Pb<sub>1-x</sub>Sn<sub>x</sub>Te в криогенной электронике.

Работа поддержана проектами РФФИ 19-29-12061 мк и 21-52-12024 ННИО а.

## Синтез и модификация наноструктур на основе оксида галлия методами ионной имплантации и магнетронного осаждения

Д.И. Тетельбаум<sup>1, \*</sup>, А.А. Никольская<sup>1</sup>, Д.С. Королев<sup>1</sup>, А.В. Алмаев<sup>2</sup>, Ю.И. Чигиринский<sup>1</sup>, А.Н. Михайлов<sup>1</sup>, А.И. Белов<sup>1</sup>, А.В. Нежданов<sup>1</sup>, В.Н. Трушин<sup>1</sup>, Д.Е. Николичев<sup>1</sup>, R. Giulian<sup>3</sup>, M. Kumar<sup>4</sup>

1 Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского, пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950

- <sup>2</sup> Томский государственный университет, Томск, 634050
- <sup>3</sup> Federal University of Rio Grande do Sul, Porto Alegre, Brazil
- <sup>4</sup> Indian Institute of Technology Jodhpur, Jodhpur, India

\*tetelbaum@phys.unn.ru

Исследовано влияние условий получения и последующей ионной имплантации кремния в магнетронные пленки, а также в массивные образцы β-Ga<sub>2</sub>O<sub>3</sub>, на структурные, оптические и электронные свойства. Установлено, что при дозах до  $8 \cdot 10^{14}$  см<sup>-2</sup> аморфизация не достигается, но происходит сильное структурное разупорядочение, а последующий отжиг до 950 °C приводит к частичному восстановлению структуры и оптических свойств, причем на массивных образцах, в отличие от пленок, формируется проводящий слой n-типа. Путем имплантации ионов Ga<sup>+</sup> и N<sub>2</sub><sup>+</sup> в Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub> синтезированы нанокристаллы β-Ga<sub>2</sub>O<sub>3</sub> и созданы приемники УФ-излучения.

#### Введение

Широкий интерес к оксиду галлия определяется уникальными свойствами этого полупроводника. Бета-модификация (β-Ga<sub>2</sub>O<sub>3</sub>) – полупроводник с большой шириной запрещенной зоны (4.4 – 4.9 эВ) [1]. Оксид галлия привлек внимание разработчиков также такими достоинствами, как высокая химическая и термическая стойкость, многофункциональность, наличие технологии выращивания слитков большого диаметра. На основе β-Ga<sub>2</sub>O<sub>3</sub> уже созданы приборы силовой электроники (полевые транзисторы и диоды с барьером Шоттки) с рекордно высоким пробивным напряжением, фотоприемники УФ излучения и др. Однако, свойства данного материала сильно зависят от условий его получения, в частности от дефектно-примесного состава, а закономерности такой зависимости изучены еще недостаточно. В особенности это относится к тонким плёнкам, создаваемым с помощью широко применяемого в технологии метода магнетронного осаждения. Вместе с тем, этот метод обладает рядом существенных преимуществ по сравнению с другими тонкопленочными методами – дешевизной, большой скоростью осаждения, возможностью получать однородные по толщине и составу пленки большой площади и в широких пределах регулировать их состав, структуру и свойства.

Хорошо известны преимущества ионной имплантации, как ключевого метода полупроводниковой микроэлектроники. Однако, для оксида галлия этот метод начал изучаться лишь в последние годы, и, хотя выявлена его перспективность при создании приборов, пока опубликованы единичные работы по изучению физических основ метода для Ga<sub>2</sub>O<sub>3</sub> (см., например, [2-4]). Неизвестны работы по ионной имплантации в магнетронные плёнки Ga<sub>2</sub>O<sub>3</sub>. Между тем, именно метод ионной имплантации наряду с магнетронным осаждением в условиях, позволяющих осуществлять воздействие ионов на растущую пленку, представляется одним из наиболее перспективных подходов к решению весьма важной и пока по существу не решенной проблемы получения Ga<sub>2</sub>O<sub>3</sub> с дырочной проводимостью.

В настоящей работе сообщается о предварительных результатах исследований свойств тонких пленок, полученных методом магнетронного осаждения и по влиянию облучения ионами Si<sup>+</sup> на магнетронные пленки, а также о ионном синтезе нанокристаллов Ga<sub>2</sub>O<sub>3</sub> в Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub> при облучении ионами Ga<sup>+</sup> и N<sup>+</sup>.

#### Методика эксперимента

В качестве исходных образцов при облучении использовались образцы массивного β-Ga<sub>2</sub>O<sub>3</sub> с ориентацией поверхности (-201) и пленки β-Ga<sub>2</sub>O<sub>3</sub> с тол-
щиной ~ 100 нм, полученные путем магнетронного осаждения на подложке сапфира (С-срез). Осаждение проводилось путем ВЧ-магнетронного распыления мишени Ga<sub>2</sub>O<sub>3</sub> (99.999 %) без нагрева подложки, на установке "Edwards Auto-500" Толщина пленок составляла ~ 140 нм. Часть пленок после нанесения подвергалась термическому отжигу в атмосфере Ar при 900 °C в течение 30 мин. Облучение образцов ионами Si<sup>+</sup> при энергии 80 кэВ проводилось на установке ИЛУ-3 с тремя дозами –  $2 \cdot 10^{14}$ ,  $4 \cdot 10^{14}$  и  $8 \cdot 10^{14}$  см<sup>-2</sup>. После облучения образцы отжигались в атмосфере осушенного азота последовательно при 700 и 950 °C.

Исследование свойств образцов проводилось методами эллипсометрии, сканирующей электронной микроскопии, рентгеновской дифракции, рамановской спектроскопии, оптического пропускания, рентгеновской фотоэлектронной спектроскопии, резерфордовского рассеяния, эффекта Холла.

### Результаты и обсуждение

Установлено, что осажденные при комнатной температуре пленки имеют аморфную структуру, а после отжига при 900 °С – поликристаллическую. Облучение не приводит к аморфизации, но к сильному разупорядочению, о чем свидетельствует уширение линий рентгеновской дифракции и погасание спектра рамановского рассеяния. В результате отжига происходит частичное восстановление структурного совершенства и интенсивности рамановского пика. Облучение приводит также к ослаблению оптического пропускания в ультрафиолетовой области спектра в связи с поглощением фотонов при возбуждении электронов на уровни, вносимые радиационными дефектами в запрещенную зону. Отжиг приводит к восстановлению пропускания.

После отжига при 950 °С имплантированных массивных образцов на них формируется проводящий слой *n*-типа со слоевой концентрацией  $\sim 10^{14}$  см<sup>-2</sup> и подвижностью  $\sim 10$  см<sup>2</sup>/В·с, что связано с донорными свойствами кремния, замещающего узлы кислорода [2]. Однако, проводимость и эффект Холла на облученных и затем отожженных пленках не удалось зафиксировать, что свидетельствует о низкой эффективности ионного легирования для таких пленок. Предполагается, что основную роль в сопротивлении поликристаллических пленок играют границы зерен, аморфоподобная структура которых препятствует процессу активации примеси, по крайней мере, при использованных дозах.

Ионная имплантация использована также для формирования нанокристаллов Ga2O3 в диэлектрической матрице Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>. На основе таких образцов продемонстрирована возможность создания эффективных фотодетекторов для УФ-диапазона. Имплантация Ga проводилась с энергией 80 кэВ и дозой  $5 \cdot 10^{16}$  см<sup>-2</sup>, а N<sub>2</sub><sup>+</sup> с энергией 40 кэВ и дозой 2.5  $\cdot 10^{16}$ см<sup>-2</sup>. Постимплантационный отжиг проводился при 800 и 900 °C. Формирование нанокристаллов β-Ga<sub>2</sub>O<sub>3</sub> установлено методом просвечивающей электронной микроскопии. Чувствительность фотодетекторов, полученных при отжиге 900 °C, к УФизлучению составляла 50 мА/мкВт и была обусловлена фотогенерацией носителей заряда в нанокристаллах Ga<sub>2</sub>O<sub>3</sub> с последующим их электрополевым транспортом через матрицу Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>.

Неравновесный характер предлагаемых методов, по нашему мнению, представляет принципиальную возможность преодоления физических ограничений, присущих равновесной фазе Ga<sub>2</sub>O<sub>3</sub>, таких как трудность получения р-типа проводимости.

Исследование поддержано в рамках гранта БРИКС (РФФИ (19-57-80011), Department of Science and Technology (DST/IMRCD/BRICS/Pilot Call 3/ Ga2O3 /2019) and Conselho Nacional de Desenvolvimento Científico e Tecnológico (CNPq – Brazil). Никольская А.А. признательна за поддержку в рамках Стипендии Президента РФ (СП-1894.2021.5).

- Pearton S.J., Yang J., Cary P.H. *et al.* // Appl. Phys. Rev, V. 5, 011301 (2018).
- Sasaki K., Higashiwaki M., Kuramata A. et al. // Appl. Phys. Express, V. 6, 086502 (2013).
- Wendler E., Treiber E., Baldauf J. *et al.* // Nucl. Instr. Meth. B, V. 379, 85–90 (2016).
- Nogales E., López I., Méndez B. *et al.* // Proc. of SPIE, V. 8263, 82630B (2012).

# In situ легирование гетероэпитаксиальных слоев Ge<sub>1-x</sub>Sn<sub>x</sub>/Si(001) при их выращивании методом HW CVD

А.М. Титова<sup>1, \*</sup>, С.А. Денисов<sup>1</sup>, В.Г. Шенгуров<sup>1, §</sup>, В.Ю. Чалков<sup>1</sup>, А.В. Зайцев<sup>1</sup>, В.Н. Трушин<sup>1</sup>, А.В. Кудрин<sup>1</sup>, Д.О. Филатов<sup>1</sup>, А.В. Нежданов<sup>1</sup>, Ю.Н. Бузынин<sup>2</sup>

<sup>1</sup> Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского, пр-т Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950

<sup>2</sup> Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, д. 7, Нижний Новгород, 607680

asya titova95@mail.ru, §shengurov@phys.unn.ru

Разработаны методы in situ легирования атомами Ga или P гетероструктур Ge<sub>1-x</sub>Sn<sub>x</sub>/Si(001) при их выращивании методом газофазного осаждения с разложением моногермана (GeH<sub>4</sub>) на «горячей проволоке» (HW CVD). Исследованы их электрические параметры в зависимости от состава слоев.

### Введение

Гетероструктуры (ГС) GeSn/Si перспективны для создания различных полупроводниковых приборов, таких как фотодетекторы инфракрасного диапазона, солнечные элементы, Ge-лазеры, транзисторы и др. Для получения ГС GeSn /Si с приборными параметрами необходимо создание методов их легирования, способных обеспечить широкий диапазон концентраций носителей заряда при сохранении высоких транспортных и оптических параметров материала. В данной работе представлены результаты исследования по in situ легированнию галлием и фосфором слоев  $Ge_{1-x}Sn_x/Si(001)$  при их получении низкотемпературным (200 – 300 °C) методом газофазного осаждения с разложением моногермана (GeH<sub>4</sub>) на «горячей проволоке» (HW CVD) [1].

### Методика эксперимента

Эпитаксиальный рост слоев Ge<sub>1-x</sub>Sn<sub>x</sub> на подложках Si(001) осуществлялся методом HW CVD при давлении моногермана в камере роста ( $4 \div 6$ )·10<sup>-4</sup> Торр. Диссоциация GeH<sub>4</sub> происходила на танталовой полоске, нагретой до 1300 – 1500 °C и расположенной вблизи подложки. Поток Sn формировался при испарении его из эффузионной ячейки. Легирующую примесь фосфор также испаряли из эффузионной ячейки при сублимации соединения GaP. В качестве акцепторной примеси был выбран галлий (Ga) Он проявляет равновесную растворимость в объемном Ge, равную 4,9·10<sup>20</sup> см<sup>-3</sup> [2]. Источником потока Ga был выбран сублимирующий источник, вырезанный в виде прямоугольного бруска из слитка монокристаллического Ge, легированного галлием

до концентрации ~  $1 \cdot 10^{19}$  см<sup>-3</sup>. Его нагревали пропусканием тока до температуры 900 – 920 °С. Проведенные нами предварительные исследования этого способа in situ легирования слоев Ge:Ga показали, что варьируя температуру подложки можно выращивать слои с концентрацией дырок от ~  $1 \cdot 10^{17}$  см<sup>-3</sup> до ~  $1 \cdot 10^{19}$  см<sup>-3</sup> [3]. Толщина слоев GeSn составляла 0,5 ÷ 1,0 мкм. Содержание Sn в исследуемых ГС Ge<sub>1-x</sub>Sn<sub>x</sub>/Si(001), определенное методом рентгеновской дифракции, варьировали от 0 до 6,7 %.

### Результаты и обсуждение

### Нелегированные слои

Как показали результаты холловских измерений нелегированные ГС Ge<sub>1-х</sub>Sn<sub>x</sub>/Si(001) были р-типа проводимости, что обусловлено, вероятно, дефектами, образующимися при росте слоев, которые действуют как акцепторные состояния. При минимальном содержании Sn (< 0,1 %) холловская концентрация составляла ~ 5·10<sup>18</sup> см<sup>-3</sup> (см. таблицу 1). При повышении содержания Sn концентрация дырок снижалась почти на порядок величины  $(5,6\cdot10^{17} \text{ см}^{-3})$ . Такое эффективное подавление генерации дырок является, вероятно, следствием преимущественного формирования пар Sn-вакансия, которые делают дефектный уровень значительно более глубоким по отношению к вакансии [4]. Высокое содержание Sn (4, 2 - 6, 7 %) приводит к концентрации дырок, сравнимой с концентрацией в слоях с минимальным количеством олова. Это означает, что большое количество Sn вызывает дополнительные дефекты в ГС Ge<sub>1-x</sub>Sn<sub>x</sub>/Si(001).

Таблица 1. Влияние содержания олова в слое GeSn на концентрацию дырок

№ структуры	823	827	829	817
x, %	< 0,1	~ 0,15	4,2	6 – 6,7
N, ·10 <sup>18</sup> см <sup>-3</sup>	4,9	0,56	2,9	3,8

### Легированные фосфором слои Ge<sub>1-x</sub>Sn<sub>x</sub>

Нами было исследовано влияние состава ГС на захват растущим слоем атомов фосфора. Температура роста составляла Ts = 200 °С, а поток атомов фосфора формировали при постоянной температуре ячейки Тэф = 750 °С. На рис. 1 приведена зависимость концентрации электронов в слоях Ge<sub>1-x</sub>Sn<sub>x</sub> от содержания Sn в них. Как видно, из рисунка 1 концентрация электронов снижается при повышении содержания Sn, что обусловлено, вероятно, компенсацией дырок атомами фосфора.



**Рис. 1.** Зависимость холловской концентрации в Ge<sub>1-x</sub>Sn<sub>x</sub>:Р от содержания Sn

### Легированные галлием слои Ge<sub>1-x</sub>Sn<sub>x</sub>

В табл. 2 приведены параметры структурного совершенства легированных и нелегированных слоев GeSn, выращенных на Si(001). Для сравнения там же приведены значения этих же параметров в слоях Ge:Ga/Si(001). Как видно из табл. 2 легированные слои были более совершенные по структуре: величина параметра FWHM у них имеет меньшие значения, чем у нелегированных. По-видимому, атомы Ga улучшают послойный рост слоев. В табл. 3 приведены значения холловской концентрации дырок в слоях Ge<sub>1-x</sub>Sn<sub>x</sub>:Ga/Si(001). Видно, что в отличие от нелегированных слоев (см. табл. 1) при легировании атомами Ga концентрация дырок в слоях Ge<sub>1-x</sub>Sn<sub>x</sub>:Ga/Si(001) с содержанием олова  $\leq$ 0,1 до 1,9 % остается почти на одном уровне: (2,8 – 4,6)·10<sup>18</sup> см<sup>-3</sup>, т.е. атомы Ga эффективно легируют слои с невысоким содержанием олова.

**Таблица 2.** Технологические и структурные параметры слоев Ge, Ge:Ga, GeSn и GeSn:Ga, выращенных на Si(001)

№ структуры	875	876	842	852
ГС	Ge/Si	Ge:Ga/Si	GeSn	GeSn:Ga
Ts, °C	300	300	200	200
FWHM, угл. мин.	7,8	3,87	6,1	5,2

Таблица 3. Значения удельного сопротивления, холловской концентрации дырок и их подвижности для слоев Ge<sub>1-x</sub>Sn<sub>x</sub> и Ge<sub>1-x</sub>Sn<sub>x</sub>:Ga на подложках Si(001)

№ структуры	837	847	877	
ГС	GeSn	GeSn:Ga	GeSn:Ga	
x, %	≤ 0,1	~ 0,15	1,9	
N, ·10 <sup>18</sup> см <sup>-3</sup>	2,8	4,6	4,6	
µ, см²/В∙с	90	364	78	
ρ, Ом∙см	0,02	0,0037	0,017	

Работа поддержана РНФ (18-72-10061).

Таким образом, в работе впервые разработаны условия in situ легирования примесями фосфора и галлия гетероэпитаксиальных слоев Ge<sub>1-x</sub>Sn<sub>x</sub> на подложках Si(100) при их выращивании методом HW CVD.

- Shengurov V., Denisov S., Chalkov V. *et al.* // Materials Science in Semiconductor Processing, V. 100, 175 (2019).
- Глазов В.М., Земсков В.С. Физико-химические основы легирования полупроводников. – М.: Наука, 1967. 371 с.
- Shengurov V.G. *et al.* // Materials Science and Engineering B, V. 259, 114579 (2020).
- 4. Chroneos A. // Rhys. Stat. Sol (b), V. 244, 3206 (2007).

# Электронная локализация и статистика протекания заряда в геликальных краевых состояниях

Е.С. Тихонов<sup>1\*</sup>, С.В. Петруша<sup>2</sup>, В.С. Храпай<sup>1</sup>, Д.В. Шовкун<sup>1</sup>, З.Д. Квон<sup>3,4</sup>, Н.Н. Михайлов<sup>3,4</sup>, С.А. Дворецкий<sup>3</sup>

<sup>1</sup>Институт физики твердого тела РАН, ул. Осипьяна 2, Черноголовка, 142432

<sup>2</sup> Physikalisches Institut (EP3), Universität Würzburg, Am Hubland, D-97074 Würzburg, Germany

<sup>3</sup> Институт физики полупроводников, пр. ак. Лаврентьева 13, Новосибирск, 630090

<sup>4</sup> Новосибирский государственный университет, ул. Пирогова 1, Новосибирск 630090

#### \*tikhonov@issp.ac.ru

В докладе будут обсуждаться результаты транспортных и шумовых измерений в образцах топологических изоляторов на основе 8 и 14 нм квантовых ям HgTe. Речь пойдет о локализации геликальных состояний в магнитном поле, а также о статистике транспорта заряда через состояния в относительно коротких краях длиной несколько микрон и через состояния в предельно коротких латеральных p-n-переходах, реализующихся в двумерном газе под границей затвора.

Топологические изоляторы - перспективный класс материалов, обладающих диэлектрическим объёмом и имеющих на поверхности электронные состояния, которые характеризуются линейным бесщелевым спектром и полной спиновой поляризацией. Несмотря на солидный прогресс экспериментальных и теоретических исследований в данной области, прямая демонстрация топологической защиты, которая должна обеспечивать баллистический транспорт в отсутствие магнитного беспорядка, по сути до сих пор не представлена. В реальных системах рассеяние электронов присутствует и на текущий момент не существует консенсуса касательно микроскопики рассеяния в краевых состояниях. В этом докладе будет представлен обзор наших результатов в этом направлении на квантовых ямах HgTe/CdHgTe.

Наиболее важный результат состоит в демонстрации геликальной природы краевой проводимости из эксперимента по локализации электронов в краевых состояниях магнитным полем [1]. Известно, что для геликальных состояний присутствие беспорядка, не нарушающего симметрию по отношению к обращению времени, не должно влиять на свободное распространение электрона. Введение магнитного поля нарушает симметрию по отношению к обращению времени, в результате чего на электроны в краевых состояниях начинает оказывать влияние весь беспорядок на краю, неизбежно их локализуя. Экспериментально наблюдаемая нами локализованная электронная фаза демонстрирует такие необходимые черты, как диэлектрическая температурная зависимость сопротивления, гигантские мезоскопические флуктуации (см. рис. 1), а также пороговый характер вольт-амперных характеристик (BAX).



**Рис. 1.** Двухточечное сопротивление края длиной 6 мкм в 8 нм квантовой яме, измеренное при температуре 50 мК в магнитных полях 0 и 50 мТ. Пунктирная линия отмечает квант сопротивления

Будут также обсуждаться эксперименты по изучению токовых флуктуаций краевых состояний. Принципиальный интерес здесь в том, что величина дробового шума связана с механизмом транспорта, причем для баллистического проводника токовый шум должен зануляться. Речь пойдет не только об измерениях для стандартных краев, реализованных литографически [2,3], но и об измерениях для предельно коротких краев, которые образуются за счет электростатики в обедненной области латерального p-n-перехода под границей верхнего затвора [4].

Для литографически реализованных краев результаты эксперимента свидетельствуют в пользу присутствия в системе очень сильной дефазировки, а токовые флуктуации коротких p-n- переходов оказываются существенно подавлены по сравнению со случаем диффузионного транспорта без энергетической релаксации. Вместе с линейными ВАХ и значением сопротивления p-n-переходов, близким к квантованному значению, этот результат свидетельствует в пользу электронного транспорта посредством двух баллистических геликальных краевых состояний.

Работа частично выполнена при финансовой поддержке РНФ 18-72-10135.

- Piatrusha S.U. et al. // Phys. Rev. Lett. 123, 056801 (2019).
- 2. Tikhonov E. S. et al. // JETP Lett. 101, 708-(2015).
- 3. Piatrusha S.U. et al. JETP Letters 108, 71-83 (2018).
- 4. Piatrusha S.U. *et al.* // Phys. Rev. B 96, 245417 (2017).

# Оптимизация электрооптических свойств тонких ITO плёнок углеродными нанотрубками

А.С. Тойкка<sup>1,2,\*</sup>, Н.В. Каманина<sup>1,2,3,§</sup>

<sup>1</sup> СПБГЭТУ «ЛЭТИ» им. В.И. Ульянова, ул. Профессора Попова, 5, Санкт-Петербург, 197376

<sup>2</sup> Курчатовский институт – НИЦ «Петербургский Институт Ядерной Физики им. Б.П. Константинова, Орлова Роща, 1, Гатчина, 188300

<sup>3</sup> АО «Государственный Оптический Институт им. С.И. Вавилова», Кадетская линия В.О., 5/2, Санкт-Петербург, 199053

\*atoikka@obraz.pro, §nvkamanina@mail.ru

Рассматривается взаимодействие полупроводниковых контактов на основе оксидов индия и олова с углеродными нанотрубками с использованием метода лазерного ориентированного осаждения. Оценивается влияние электрического поля на процесс осаждения. Показано уменьшение оптических потерь при модифицировании проводящих поверхностей углеродными нанотрубками.

### Введение

Ключевыми полупроводниковыми материалами в оптоэлектронике, которые выполняют функцию прозрачных контактов, являются окислы на основе индия и олова (ITO). Эти материалы функционируют в видимой и ближней инфракрасной областях спектра, благодаря чему находят применение при изготовлении ЖК-устройств, солнечных элементов, дисплейной техники, модуляторов света, конверторов оптического сигнала, др. [1-4]

По сравнению с пленками на основе оксидов цинка, контакты на основе ITO не токсичны, имеют большую проводимость, что является существенным преимуществом, также их электрические и оптические свойства могут быть легко оптимизированы за счёт ориентированного лазерного осаждения углеродных нанотрубок (УНТ).

Известно, что УНТ обладают показателем преломления близким к 1,1, поэтому их осаждение на материалы способствует увеличению пропускания и снижению потерь Френеля. Более того, УНТ обладают аномально большим модулем Юнга и имеют высокую теплопроводность, что позволяет улучшать механическую и радиационную стойкость. Так как УНТ имеют диаметры от десятых нанометров, удается при их осаждении на материал, образовывать ковалентную связь с приповерхностными атомами матричных структур. При этом, проведенные ранее квантово-химические расчеты показывают, что в этом случае образуется новый композит с принципиально другими электрооптическими свойствами [5]. В настоящей работе на поверхность ITO лазерным методом ориентированно наносятся углеродные нанотрубки (УНТ). В ходе работы сравниваются оптические потери в образцах с чистым ITO и с модифицированным ITO.

### Описание экспериментальных условий

Для осаждения УНТ применяется CO<sub>2</sub>-лазер на длине волны 10,6 мкм с мощностью 30-100 Вт, который синхронизован с электрической схемой ориентированного осаждения УНТ. Управление процессом осаждения происходит при помощи электрического поля с напряжённостью в диапазоне 100-600 В/см. В этом случае удается контролировать глубину проникновения, угол наклона УНТ и распределение наночастиц в пространстве.

Диагностика образцов производится при помощи атомно-силовой микроскопии (NT-MDT Solver Next) в полуконтактном режиме. Более того, в качестве альтернативы УНТ рассматривались образцы с восстановленным оксидом графена с последующей АСМ-диагностикой (NT-MDT Solver Pro). Для определения показателя преломления в модифицированных образцах использовалась эллипсометрия (J.A. Woollam M-2000RCE).

### Результаты и обсуждение

При осаждении УНТ на поверхность ITO формируются пики с высотой до 300 нм. Это позволяет использовать модифицированные контакты в качестве ориентирующих слоев в жидкокристаллических ячейках. В этом случае удается существенно снизить электрическое сопротивление ЖКустройств, поскольку в конструкции больше не требуется использовать высокоомные ориентанты (рис. 1).



Рис. 1. АСМ-изображение ІТО с УНТ

Стоит отметить, что управляющее поле в процессе осаждения способствует увеличению скорости пролёта УНТ, что обеспечивает более эффективное сцепление трубок с поверхностью плёнок. В этом случае удается реализовать просветляющие свойства УНТ путём уменьшения величины показателя преломления нового композита (рис. 2).



**Рис. 2.** Спектральные зависимости показателя преломления для чистого и модифицированного ITO

В видимой области спектра мы получили существенное снижение показателя преломления при величинах управляющего поля свыше 100 В/см, это снижает потери на отражение. Отметим, что в диапазоне от 1100 до 1600 нм модифицированные образцы также обладают описанным преимуществом. Более того, их электрическое сопротивление снижается с 700-600 до 150-200 Ом. Допирующим материалом могут также служить композиции на основе восстановленного оксида графена. В этом случае, электрическое сопротивление становится на уровне 80 Ом. Величина пиков уменьшается до единиц нм, однако, этого достаточно для ориентации ЖК-молекул (рис. 3).



**Рис. 3.** Двухмерная проекция АСМ-изображения ITO с оксидом графена

Полученные результаты могут быть использованы для проектирования оптико-электронных устройств, работающих в видимом и ближнем ИК диапазонах с низким уровнем оптических потерь.

### Благодарности

Авторы благодаря д-ра физ.-мат. наук Н.М. Шмидт (ФТИ им. А.Ф. Иоффе, Санкт-Петербург), инженера А.В. Кандакова (ИПМ РАН, Санкт-Петербург) и проф. R. Ferritto (Nanoinnova Technologies SL, Мадрид) за помощь в работе и плодотворные дискуссии.

- R. Zhou, Fu S., Jiang H.*et al.* // Results in Physics, V. 15, 102737(2019)
- Huang Z., Yu C., Chang A. *et al.* // J Mater Sci, V. 55, 1(2020)
- Han C., Mazzarella L., Zhao Y. *et al.* // ACS Appl. Mater. Interfaces, V. 11, 49(2019)
- 4. Kamanina N.V., Toikka A.S., Vasilyev P.Ya. // Liq. Cryst. and their Appl., V. 20, 2(2020)
- 5. Kamanina N.V., Zubtcova Yu.A., Kukharchik A.A. *et al.* // Optics express, V. 24, 2(2016).

# Температурная зависимость примесной фотопроводимости эпитаксиальных пленок CdHgTe: роль флуктуаций потенциала

Т.А. Уаман Светикова<sup>1\*</sup>, А.В. Иконников<sup>1</sup>, В.В. Румянцев<sup>2</sup>, Д.В. Козлов<sup>2</sup>, В.С. Варавин<sup>3</sup>, Н.Н. Михайлов<sup>3</sup>, С.А. Дворецкий<sup>3</sup>

<sup>1</sup> МГУ им. М.В. Ломоносова, 119992, Москва, Ленинские горы

<sup>2</sup> ИФМ РАН, ГСП-105, Н.Новгород, 603950

<sup>3</sup> ИФП СО РАН, пр. ак. Лаврентьева, 13, Новосибирск, 630090

\*aurelia8002@gmail.com

В работе выполнены исследования транспортных и оптических свойств узкозонных твердых растворов Cd<sub>x</sub>Hg<sub>1-x</sub>Te (*x* < 0.23), подвергнутых намеренному отжигу в атмосфере инертного газа. При различных температурах (4.2–100 K) измерялись спектры фотопроводимости (ФП) и гальваномагнитные характеристики. В спектрах фотопроводимости идентифицированы особенности, связанные с межзонным поглощением, а в субщелевой области спектра — с ионизацией примесно-дефектных состояний. Обсуждается природа возникновения особенностей в субщелевой области и влияние флуктуаций потенциала на температурные зависимости их интенсивностей.

### Введение

Твердые растворы Hg<sub>1-x</sub>Cd<sub>x</sub>Te (КРТ) являются основой современной оптоэлектроники среднего инфракрасного (ИК) диапазона [1]. Одной из главных особенностей данного материала является возможность, варьируя состав, изменять величину запрещенной зоны в широких пределах: от 1.6 эВ в чистом CdTe вплоть до 0 при доле Cd меньше 16.5 %. Примесно-дефектные центры оказывают существенное влияние на времена рекомбинации и ухудшают свойства структур, что является проблемой при создании приемников высокой чувствительности. Среди наиболее распространенных точечных дефектов в КРТ следует в первую очередь упомянуть вакансию ртути, которая возникает в данном материале из-за слабости химической связи ртуть — теллур. Вакансия ртути описывается как двухвалентный или двойной акцептор, который может находиться в следующих зарядовых состояниях: нейтральный A<sub>2</sub><sup>0</sup>-центр (с акцептором связаны две дырки), частично ионизованный А2<sup>-1</sup>-центр (с акцептором связана одна дырка) и полностью ионизованный А2-2-центр (нет связанных дырок) [2].

Несмотря на то, что исследованию примеснодефектных состояний было посвящено множество работ, в основном, для изучения использовались косвенные методы, а полученные данные о характеристиках вакансии ртути существенно различались. В данной работе для исследования примеснодефектных состояний используется прямой метод фурье-спектроскопии ФП. В частности, изучается влияние температуры на спектры ФП в узкозонных твердых растворах КРТ.

### Методика эксперимента

Исследуемые образцы представляют собой пленки толщиной ~5 мкм, выращенные методом молекулярно-пучковой эпитаксии на полуизолирующей подложке GaAs (013) [3]. После роста структуры отжигались в атмосфере гелия при  $T \sim 220$  °C в течение 24 часов, что приводило к образованию значительного количества вакансий ртути [4] и смене типа проводимости с электронного на дырочный.

Транспортные измерения проводились на образцах размером 5×2–3 мм, на которые наносились индиевые контакты в холловской геометрии. Образец размещался в камере, полностью экранирующей фоновое излучение, также имелась возможность осуществлять контролируемую подсветку образца. Измерения проводились при различных температурах в диапазоне 4,2 — 300 К в магнитном поле 0,05 Тл.

Спектры фотопроводимости измерялись при низких температурах в характерном диапазоне 4—50 К с помощью фурье-спектрометра Bruker Vertex 70v. В качестве источника использовался глобар, в качестве светоделителя — Mylar Multilayer. Образцы размером 5 × 4 мм размещались в проточном криостате Oxford Instruments OptistatCF.



**Рис. 1.** Типичные спектры примесной ФП образцов из группы A (а) и группы B (b), полученные при *T* = 5 К. Цифрами отмечены наблюдаемые в субщелевой области спектра особенности. На вставках: температурные зависимости интенсивностей этих особенностей. На правой вставке сплошные и пунктирные линии отвечают разным способам охлаждения образца от комнатной до гелиевой температуры

В криостате использовались окна из полипропилена и лавсана. Дополнительно перед образцом размещался холодный фильтр из черного полиэтилена.

### Результаты

Исследования спектров ФП в широком диапазоне температур позволяют проследить зависимость красной границы межзонного поглощения от температуры, уточнить состав и определить оптическую ширину запрещенной зоны. Также по температурной зависимости сопротивления можно определить термическую ширину запрещенной зоны. По результатам измерений можно выделить две группы образцов: А, для которых оптическая и термическая ширины зоны практически совпадали (например,  $E_g^{onm} = 91$  мэВ и  $E_g^{mepM} = 98$  мэВ для одного из образцов) и В, для которых наблюдалось значительное превышение величины термической запрещённой зоны над оптической (к примеру,  $E_g^{onm} = 105$  мэВ и  $E_g^{mepM} = 194$  мэВ).

Для обеих групп в спектрах ФП наблюдались яркие субщелевые особенности, спектральные положения которых совпадали для всех исследованных структур (рис. 1). Особенности 1 и 2 связываются с вакансией ртути на основе расчета в модели Латтинжера с учетом деформационного потенциала центральной ячейки и анализа большой выборки эпитаксиальных пленок КРТ р-типа с различной степенью компенсации [2]. Изменение температуры не приводит к изменению положения указанных особенностей, но приводит к существенному изменению интенсивностей линий. Для образцов из группы А в диапазоне температур 4–20 К наблюдается только уменьшение интенсивностей линий с различной скоростью.

Для образцов группы В, напротив, интенсивности всех особенностей увеличиваются, и, достигая не-

которого максимума, спадают, причем разные линии достигают максимума при разных температурах. При этом изменение условий охлаждения образцов из группы В приводит к сдвигу положений максимумов (см. вставку на рис. 1b).

Рассматриваемые субщелевые особенности могут быть связаны не с ионизацией акцепторов, а с переходами дырок в возбуждённые состояния с последующей термической активацией [5]. Но, учинебольшие энергии таких состояний тывая (<1 мэВ), их наличие может влиять в рассматриваемом диапазоне температур только на различие скоростей падения интенсивностей разных линий с температурой. Роль дополнительного активационного барьера, приводящего к существенному росту интенсивностей линий с температурой, могут играть флуктуации потенциала, возникающие в результате отжига. Наличие таких флуктуаций позволяет объяснить как сильное различие термической и оптической ширин запрещенной зоны, так и сдвиг положения максимумов температурной зависимости интенсивностей «примесных» линий при различных охлаждениях.

Работа поддержана грантом Президента РФ (МК-1430.2020.2) и грантом фонда «Базис».

- 1. Rogalski A. // Opto-Electron. Rev. 20, 279 (2012).
- Rumyantsev V.V. *et al.* // Semicond. Sci. Technol. 32, 095007 (2017)
- Varavin V.S. *et al.* // Proc. SPIE 5136, Solid State Crystals (2002): Crystalline Materials for Optoelectronics (2003).
- Бахтин П. .А. *и др.* // Физика и техника полупроводников. 38, 10 (2004).
- 5. Козлов Д.В. *и др.* // Письма в ЖЭТФ (2021) (направлено в печать).

# Особенности формирования субмикронных частиц Ge и Si методом обратной литографии

### Д.Е. Уткин<sup>1,2\*</sup>, А.А. Шкляев<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup> Институт физики полупроводников СО РАН, пр. Академика Лаврентьева, 13, Новосибирск, 630090

<sup>2</sup> НГУ, ул. Пирогова, 1, Новосибирск, 630090

\*utkinde@isp.nsc.ru

Нами разрабатывается метод получения упорядоченного массива диэлектрических частиц без использования процесса травления. Метод основан на применении электронной литографии с удалением лишнего материала «взрывом», то есть методом обратной литографии. Нами получены массивы частиц Ge и Si с размерами от 100 до 400 нм на подложках кремния. Установлено, что форма частиц определяется как наклоном стенок отверстий в электронном резисте, так и направлением потока осаждаемого материала.

### Введение

Возможное применение диэлектрических частиц в качестве покрытий с метаповерхностными свойствами основано обычно на модах магнитного и электрического дипольного резонанса Ми, при этом способность частиц концентрировать электромагнитное излучение вместе с улучшением добротности резонансных мод, увеличивается у материалов с большим n, что делает резонансы Ми сильнее и острее [1]. Кремний (Si) и Германий (Ge) обладают достаточно высоким n (n > 3.5 для Si и n > 4 для Ge). Было показано, что кремниевые частицы с размерами от 100 до 300 нм поддерживают сильные магнитные и электрические дипольные резонансы для видимой и ближней ИК области спектра [2]. При этом из-за бо́льшего n, частицы Ge могут быть более эффективными чем частицы Si в ближней ИК-области спектра, где Ge характеризуется низкими потерями на диссипацию [3]. Массивы из частиц Si в форме дисков высотой около 150 нм с диаметром 250 нм и периодом около 500 нм, сформированные на поверхности Si подложки, характеризуются средним коэффициентом отражения – всего 1,3% в спектральном диапазоне 450–900 нм. При этом, антиотражающая способность таких покрытий наблюдается в широком диапазоне углов падения света – до ± 60 °. Для создания массивов диэлектрических частиц на поверхности подложек обычно используются традиционные литографические методы, а также CVD, PVD, лазерной абляции. Другой способ создания покрытий из массива частиц основан на эффекте несмачивания [4]. Недостатками этих методов являются: необходимость использования шаблонов, проведение травления, загрязнения продуктами химических реакций, а также высокие температуры процессов PVD или для отжига. Поэтому нами разрабатывается методика, лишенная перечисленных недостатков, преимуществом которой является отсутствие термообработки материалов подложки и совместимость с кремниевой технологией.

### Описание методики

В качестве подложек для изготовления частиц Ge и Si в форме нанодисков, использовались пластины Si, покрытые термической плёнкой SiO<sub>2</sub> разной толщиной до 1 мкм. На их поверхность наносился электронный резист РММА 950К А4 толщиной около 180 нм, а затем подложки с резистом отжигались в конвекционной печи в течение 10 мин при 170 °С. Далее проводилось экспонирование электронным пучком 20 кэВ при апертуре 10 мкм с использованием литографической системы Raith PIONEER. Следующий этап заключался в нанесении плёнки Ge/Si различной толщины до 300 нм на созданную РММА-маску в сверхвысоковакуумной системе Omicron. Для Ge – методом термического испарения со скоростью ~ 1.0 нм/мин из ячейки Кнудсена, а для Si – методом сублимации пластинки Si, нагретой до температуры около 1200 °C, со скоростью ~ 1.6 нм/мин. При этом, осаждение Ge проводилось без преднамеренного отжига подложки. Также учитывалось то обстоятельство, что во время осаждения Ge температура подложки могла постепенно повышаться по сравнению с комнатной температурой из-за теплового излучения ячейки Кнудсена, поэтому осаждение проводилось порциями.

Затем, с использованием lift-off процесса, заключающегося в удаления оставшегося резиста вместе со слоем Ge на нём, образцы помещались в ультразвуковую ванну с ацетоном на 1 мин, в результате чего на поверхности подложки формировались Ge (или Si для осаждённых слоёв кремния) нанодиски с заданными маской расположением и латеральными размерами. Диаметр частиц варьировался от 100 до 300 нм.

### Результаты и выводы

Полученные разрабатываемым нами методом массивы упорядоченных Ge/Si частиц, исследовались методом высокоразрешающей сканирующей электронной микроскопии (СЭМ). На рис. 1 показаны частицы Ge высотой около 120 нм и диаметрами (*d*) в основании 100, 200 и 300 нм, расположенные с периодом 2*d*.



**Рис. 1.** СЭМ-изображения дисков Ge (в форме усечённых конусов) высотой 120 нм и диаметрами около 100, 200 и 300 нм в основании соответственно

На рис. 2 показаны частицы Si с диаметром от 200 до 300 нм, при этом период также был равен 2*d*. Изготовленные частицы имеют наклон боковых стенок, который мог значительно отличаться от вертикального.



**Рис. 2.** СЭМ-изображения частиц Si на поверхности Siподложки: (a-b) в форме дисков толщиной 30 нм и 100 нм, с диаметром 300 и 200 нм, соответственно; c-d) в форме усечённого конуса и конусообразной формы, соответственно, с диаметром 300 нм и высотой 250 и 300 нм

Установлено, что наклон боковых стенок в значительной мере определялся наклоном стенок маски в слое резиста. Этот наклон зависит как от энергии электронов, используемых при электронной литографии, так и от дозы облучения. Кроме этого, наклон боковых стенок определялся направленностью потока осаждаемого материала. Показано, что посредством подбора этих факторов можно получать частицы с требуемыми наклонами боковых стенок.

### Заключение

Разрабатываемая нами технология создания покрытий из упорядоченных частиц Ge и Si не требует применения плазмохимического или реактивного ионного травления, обычно используемых для этих целей. Осаждение материала частиц проводится при температуре близкой к комнатной. Это позволяет использовать любые подложки, в том числе лёгкоплавкие.

Установлено, что задавать форму частиц можно посредством изменения наклона стенок отверстий в электронном резисте, а также направлением потока осаждаемого материала по отношению к плоскости поверхности образца.

- Schuller J.A., Brongersma M.L. *et al.* // Opt. Express, 17, 24084-24095, (2009).
- Evlyukhin A.B., Reinhardt C. *et al.* // Phys. Rev. B, 82, 045404, (2010).
- 3. Gomez-Medina R., Garc'ıa-Camara B. *et al.* // Nanophoton., 5, 053512, (2011).
- Shklyaev A.A., Budazhapova A.E. // Thin Solid Films, 642, 345-351, (2017).

# Экспресс-методика постростовой характеризации гетероструктур с квантовыми ямами HgCdTe/CdHgTe

В.В. Уточкин<sup>1,\*</sup>, С.В. Морозов<sup>1,2</sup>, В.В. Румянцев<sup>1</sup>, М.А. Фадеев<sup>1</sup>, А.А. Разова<sup>1,2</sup>, В.Я. Алешкин<sup>1,2</sup>, В.И. Гавриленко<sup>1</sup>, Н.Н. Михайлов<sup>3</sup>, С.А. Дворецкий<sup>3</sup>

<sup>1</sup> Институт физики микроструктур РАН, Нижний Новгород, Россия, 603950

<sup>2</sup> Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского, Нижний Новгород, Россия, 603950

<sup>3</sup> Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова СО РАН, Новосибирск, Россия, 630090

\*xenonum@bk.ru

В работе рассматривается экспресс-методика характеризации узкозонных волноводных гетероструктур с квантовыми ямами HgCdTe/CdHgTe, основанная на анализе спектров фотолюминесценции при комнатной температуре. Обсуждаются преимущества и ограничения данной методики характеризации структур в сравнении с более детальными методами диагностики, предполагающими проведение измерений фотолюминесценции и фотопроводимости в широком температурном интервале.

### Введение

Многие прикладные задачи инфракрасной (ИК) спектроскопии требуют компактных когерентных источников излучения дальнего ИК диапазона. Перспективным кандидатом на роль таких источников являются структуры с квантовыми ямами (КЯ) HgCdTe/CdHgTe. В таких структурах варьирование Е<sub>д</sub> происходит естественным образом при изменении ширины и состава КЯ. В окрестности критической толщины КЯ закон дисперсии носителей вблизи Г-точки становится квазирелятивистским, что подавляет безызлучательную ожерекомбинацию. Поэтому исследование межзонной фотолюминесценцию (ФЛ) в HgCdTe структурах возможно в широком диапазоне температур, в том числе при комнатной температуре.

Параметры структур (толщина и состав КЯ, состав барьеров, однородность параметров КЯ) оказывают решающее влияние на достижимость генерации стимулированного излучения (СИ) и его характеристики. Поэтому разработка длинноволновых лазеров на основе HgCdTe предполагает характеризацию выращенных структур методами спектроскопии ФП, ФЛ и магнитопоглощения при различных температурах. Хотя подобная детальная характеризация является мощным инструментом исследования рекомбинации носителей в структурах, она оказывается достаточно затратной по времени, а также требует охлаждения образцов до криогенных температур. С этой точки зрения, привлекательными являются эксперименты, проводимые при 300 K.

### Методика эксперимента и исследованные образцы

Исследованные структуры были выращены методом МПЭ на полуизолирующих GaAs (013) подложках с буферами из ZnTe и CdTe. КЯ представляли собой тонкие (единицы нм) слои полуметаллического Hg(Cd)Te, разделённые барьерами из широкозонного CdHgTe (табл. 1).

**Таблица 1.** Параметры структур:  $x_{bar}$  – содержание Сd в барьерных слоях;  $n_{QW}$  – число КЯ;  $d_{QW}$  – толщина КЯ;  $x_{QW}$  – содержание Сd в КЯ

Образец	x <sub>bar</sub>	$n_{QW}$	$d_{\mathit{QW}}$ , нм	x <sub>QW</sub>
150120	0.57-0.6	5	3.2	0
150121	0.51-0.64	5	4	0
161221	0.64	5	4.9	0.116
161222	0.63	5	6.1	0.108
170126	0.66	10	7.6	0.1

Исследованные образцы типичного размера  $8 \times 8$  мм выкалывались из выращенной 3" структуры. При измерении спектров ФЛ образцы монтировались на алюминиевый теплоотвод, возбуждение осуществлялось 808 нм диодным лазером. Измерения спектров СИ проводились в криостате замкнутого цикла ARS DE-202, в качестве накачки использовался ПГС компании Solar (1.94 – 2.36 мкм). Установленный образец помещался в фокус эллиптического зеркала, которое было оптически сопряжено с фурье-спектрометром BrukerVertex 80v, работавшим в режиме пошагового сканирования. В качестве детекторов использовались HgCdTe приёмник и Si болометр.

### Результаты и обсуждение

Температурная зависимость ширины запрещенной зоны в КЯ Hg(Cd)Te/CdHgTe резко зависит от параметров структуры. Однако, в ходе исследования оптических свойств большой выборки структур с КЯ HgCdTe/CdHgTe была получена эмпирическая закономерность, позволяющая оценивать спектральное положение линии СИ при криогенных температурах по спектру ФЛ при 300 К. При условии возникновения в структуре СИ при температурах, близких к температуре жидкого гелия, его длина волны отстоит от положения длинноволнового края спектра комнатной ФЛ на полувысоте на 600 см<sup>-1</sup>. На рис. 1 продемонстрированы спектры спонтанной ФЛ и СИ серии структур, рассчитанных на генерацию в диапазоне 18 – 7 мкм при 10 К. Видно, что для всех приведённых структур указанная закономерность выполняется с точностью порядка 10%.



Рис. 1. Спектры ФЛ при 300 К (штрихпунктир) и СИ при 10 К (сплошные линии) серии структур, рассчитанных на генерацию в диапазоне 7 – 18 мкм при 10 К

Помимо длины волны генерации при низких температурах, описываемая методика позволяет оценить другой важный параметр – однородность структуры. Обратимся к рис. 2, на котором представлены спектры ФЛ при 300 К двух структур, выращенных в рамках одной технологической серии. Структуры обладают близкими параметрами КЯ (см. вставки), но в структуре 150121 наблюдается больший разброс состава барьерных слоёв, разделяющих КЯ. Как видно из рисунка, полуширина спектра ФЛ первой структуры составляет 455 см<sup>-1</sup>, что втрое превышает теоретический предел (~0.7 kT), а второй структуры – 602 см<sup>-1</sup>, что соответствует четырёхкратной разнице. За счёт неоднородного уширения спектра усиления, пороговая интенсивность возбуждения для структуры 150121 при 10 К более чем на порядок превышает таковую для структуры 150120 (5 КВт/см<sup>2</sup> против 120 Вт/см<sup>2</sup>).

Рис. 2. Спектры ФЛ при 300 К волноводных структур высокого (а) и низкого (b) оптического качества



При этом в более однородной структуре 170127 СИ на 14.2 мкм получено при 20 К с пороговой интенсивностью 500 Вт/см<sup>2</sup> [1]. Таким образом, в структурах с КЯ HgCdTe/CdHgTe высокого оптического качества полуширина спектров ФЛ при 300 К составляет 400 – 500 см<sup>-1</sup>. В них удаётся получить СИ при относительно низких пороговых интенсивностях возбуждения. В структурах низкого оптического качества полуширина спектра ФЛ обычно составляет 600 см<sup>-1</sup> и более, а пороги генерации СИ выше.

Спектроскопия ФЛ при 300 К показала себя как удобный метод характеризации структур с КЯ HgCdTe/CdHgTe. В основе предложенной методики лежит простой и быстрый эксперимент, позволяющий оперативно оценивать параметры СИ при окологелиевых температурах, а также сравнивать между собой различные структуры в контексте генерации СИ. Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант 19-02-00827). В работе использовано оборудование ЦКП ИФМ РАН.

### Литература

Morozov S.V., Rumyantsev V.V., Fadeev M.A. *et al.* // Appl. Phys. Lett. 111, 192101 (2017).

### Моделирование квантово-каскадных детекторов ИК диапазона на основе CdHgTe

Д.В. Ушаков<sup>1§</sup>, А.А. Афоненко<sup>1</sup>, Р.А. Хабибуллин<sup>2</sup>, А.А. Дубинов<sup>3</sup>, С.В. Морозов<sup>3</sup>, М.А. Фадеев<sup>3</sup>, В.В. Уточкин<sup>3</sup>, В.Я. Алешкин<sup>3</sup>, Н.Н. Михайлов<sup>4</sup>

<sup>1</sup> Белорусский государственный университет, пр. Независимости, 4, Минск, 220030, Беларусь

<sup>2</sup> Институт сверхвысокочастотной полупроводниковой электроники РАН, Нагорный пр., 7/5, Москва, 117105

<sup>3</sup> Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, д. 7, Нижний Новгород, 607680

<sup>4</sup> Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова Сибирского отделения Российской академии наук, Новосибирск, Россия §ushakovdvu@gmail.com

Методом балансных уравнений проведен расчет температурной зависимости токовой чувствительности ИК ККД на основе 3-5 квантовых ям Cd<sub>0.3</sub>Hg<sub>0.7</sub>Te и барьерных слоев Cd<sub>0.6</sub>Hg<sub>0.4</sub>Te. Показано, что расчетная токовая чувствительность на длине волны 8 мкм структуры с 4 КЯ со ступенчатым дизайном рабочих уровней растет с увеличением температуры вплоть до 2.7 мА/Вт при 150 К и далее падает, и при комнатной температуре составляет 1.7 мА/Вт. По данным in situ эллипсометрии показана высокая точность толщин слоев (~0.2 нм) выращенного экспериментального образца ККД и измерена температурная зависимость спектров фотолюминесценции.

### Введение

Квантово-каскадные детекторы (ККД) являются компактными твердотельными полупроводниковыми детекторами излучения в среднем инфракрасном (ИК, 2–20 мкм) и терагерцевом (ТГц, 60– 300 мкм) диапазонах [1, 2]. По принципу работы ККД относятся к униполярным приборам на основе внутриподзонных переходов электронов в зоне проводимости в полупроводниковой сверхрешетке. Падающее излучение поглощается в активной квантовой яме (КЯ), которая туннельно связана с каскадным экстрактором, состоящим из нескольких КЯ, в которых за счет различных механизмов рассеяния формируется направленный ступенчатый фототок электронов.

Реализация принципа ККД продемонстрирована на различных полупроводниковых гетеропарах: In-GaAs/InAlAs, AlGaAs/GaAs, ZnCdSe/ZnCdMgSe, ZnO/ZnMgO, GaN/AlGaN.

В работе проведено моделирование температурной зависимости токовой чувствительности ИК ККД на основе HgCdTe с каскадом из 3–5 КЯ.

## Теоретическая модель и результаты расчетов

Разработанная теория ККЛ [3, 6] расширена для расчета характеристик ККД. Из-за малой ширины запрещенной зоны соединений HgCdTe существенно влияние непараболичности зон (квазидираков-

ский спектр). Поэтому расчеты волновых функций, матричных элементов дипольных переходов и энергий состояний проводились с использованием 3-х зонного **k**-**p**-метода [3, 5]. Степень заполнения уровней энергий находились путем численного решения системы балансных уравнений [5, 6].

Коэффициент поглощения для внутриподзонных переходов в зависимости от частоты излучения находился в многоуровневом приближении согласно [4–6].

Выбор оптимальной структуры с максимальной токовой чувствительностью на длине волны ~8 мкм получен путем сканирования толщин барьерных слоев  $Cd_{0.6}Hg_{0.4}Te$  в диапазоне 2–9 нм и КЯ  $Cd_{0.3}Hg_{0.7}Te$  в диапазоне 2–14 нм с шагом, равным половине постоянной решетки. На рис. 1 приведены расчеты уровней энергии и волновых функций для одной из оптимальных структур с 4 КЯ, толщины слоев которой **барьер**/КЯ слева направо имеют значения **7.5**/2.6/**3.2**/3.6/**5.5**/5.5/**5.8**/8.7 нм. Концентрация легирования примесями считалась равной  $10^{16}$ см<sup>-3</sup>.

На рис.1 продемонстрированы характерные для всех дизайнов ступенчатые переходы между рабочими уровнями: переход 1–5 с поглощением фотона, резонансное туннелирование на 4 уровень и дальше по цепочке 4–3, 3–2, 2–1 безызлучательные переходы на основной уровень 1.



**Рис.** 1. Диаграмма зоны проводимости, уровни энергии и квадраты модулей волновых функций электронов для ККД с каскадом из 4-х КЯ Cd<sub>0.3</sub>Hg<sub>0.7</sub>Te и барьерных слоев Cd<sub>0.6</sub>Hg<sub>0.4</sub>Te. Стрелками показаны интенсивности переходом между уровнями



**Рис.** 2. Температурные зависимости токовой чувствительности (сплошные линии) и длины волны в максимуме поглощения (штриховые линии) для ККД с каскадом из 3–5 КЯ

Численное моделирование температурной зависимости токовой чувствительности на длине волны 8 мкм показало (рис. 2), что увеличение числа КЯ в каскаде с 3 до 4 приводит к сильному (~3.7 раза) повышению токовой чувствительности при T=150 К. Для структуры с 4 КЯ чувствительность растет вплоть до 2.7 мА/Вт при 150 К и далее падает и при комнатной температуре составляет 1.7 мА/Вт. При увеличении числа КЯ до 5 приводит к увеличению максимума токовой чувствительности на 22 % до 3.3 мА/Вт и смещению максимума к температуре 167 К. Однако при дальнейшем росте температуры наблюдается более резкий спад чувствительности по сравнению 4 КЯ-дизайном.

Экспериментальный образец из 5 каскадов ККД на основе CdHgTe выращен методом молекулярнолучевой эпитаксии на подложке (013) GaAs с буферными слоями CdTe [7]. По данным in situ эллипсометрии проанализированы толщины КЯ и барьерных слоев сверхрешеточной структуры и показана высокая точность роста ~0.2 нм по толщинам КЯ и барьерных слоев. Однако анализ полученных спектров фотолюминесценции на рис. 3 показывает некоторое завышенное молевое содержание ртути в КЯ и сдвиг спектров в область меньших длин волн по сравнению с расчетными данными по фотолюминесценции и зависимости ширины запрещенной зоны от температуры. В работе [8] показано, что это может быть связано с условиями роста, а не с характерными дефектами, образующимися вследствие рассогласования параметров кристаллической решетки подложки и эпитаксиальных слоев.



**Рис. 3.** Спектры фотолюминесценции выращенной структуры при различных температурах

Таким образом, для диапазона 8 мкм продемонстрирована возможность создания ИК ККД на основе 3–5 квантовых ям  $Cd_{0.3}Hg_{0.7}$ Те и барьерных слоев  $Cd_{0.6}Hg_{0.4}$ Те. Совершенствование контроля молевого содержания в растворах  $Cd_xHg_{1-x}$ Те и оптимизация технологии роста позволяет надеяться на улучшение качества наногетоструктур.

Работа выполнена при финансовой поддержке гранта РФФИ № 20-52-50004.

- 1. Giorgetta F.R., Baumann E. *et al.* // IEEE J. Quantum Electron., 45(8), 1039 (2009).
- 2. Delga A. // Mid-infrared optoelectronics, 337 (2020).
- Sirtori C., Capasso F., Faist J. *et al.* // Phys. Rev. B, V. 50 (12), (1994).
- Gorfinkel V.B., Luryi S., Gelmont B. // IEEE J. Quantum Electron., V. 32 (11), 1995 (1996).
- Ushakov D., Afonenko A., Khabibullin R. *et al.* // Opt. Express. 28 (17), 25371 (2020).
- Ушаков Д.В., Афоненко А.А., Дубинов А.А. *и др.* // Квантовая электроника, Т. 49 (10), 913 (2019).
- Сидоров Ю.Г., Варавин В.С., Дворецкий С.А. *и др. //* ФТП, 35, 1092 (2001).
- Мынбаев К.Д., Баженов Н.Л., Смирнов А.М. и *др.* // ФТП, 54, 1302 (2020).

## Использование слабых плазмонных мод для детектирования и усиления терагерцового излучения

# Д.В. Фатеев<sup>1, 2, \*</sup>, О.В. Полищук<sup>1</sup>, М.Ю. Морозов<sup>1</sup>, К.В. Машинский<sup>1</sup>, И.М. Моисеенко<sup>1</sup>, В.В. Попов<sup>1</sup>

<sup>1</sup> Саратовский филиал Института радиотехники и электроники им. В. А. Котельникова РАН, ул. Зеленая, 38, Саратов, 410019

<sup>2</sup> Саратовский национальный исследовательский государственный университет имени Н.Г. Чернышевского, ул. Астраханская, 83, Саратов, 410012

\* FateevDV@yandex.ru

Теоретически исследованы слабые плазмонные моды в периодических структурах с двумерным электронным газом без центра инверсии. Асимметрия электрического поля и фурье-гармоник слабых плазмонных мод может приводить к возбуждению бегущего плазмона нормально падающей на структуру электромагнитной волной и к возникновению нелинейных эффектов, приводящих к выпрямлению падающего излучения. Малое радиационное затухание слабых плазмонных мод может быть использовано для повышения эффективности терагерцовых плазмонных усилителей.

### Введение

Плазменные волны (плазмоны) и плазмонные резонансы в двумерном электронном газе (2ДЭГ) твердотельных структур привлекают широкий интерес исследователей благодаря их перспективным свойствам. Сильная локализация поля плазмона вблизи поверхности 2ДЭГ и сильное замедление плазмона по сравнению с электромагнитной (ЭМ) волной позволяет увеличить взаимодействие ЭМ полей с веществом. Частоты плазмонов в современных материалах попадают в терагерцовый диапазон, что вместе с пикосекундным временем релаксации плазмонов позволяет наблюдать плазмонные резонансы при комнатной температуре. Важно, что классическая природа плазмонов снимает часть квантовых ограничений, характерных для терагерцового диапазона. Для возбуждения плазмонов необходимы эффективные замедляющие системы, согласующие импульс и энергию ЭМ волн и плазмонов.

### Результаты и обсуждение

Стандартными замедляющими системами для возбуждения плазмонов являются короткопериодические решетки, в которых гармоники рассеянного ЭМ поля получают импульсы, определяемые векторами обратной решетки. Электрическое поле падающей волны создает сильный дипольный момент на участках решетки, что приводит к возбуждению колебаний заряда в 2ДЭГ. Однако, среди всех собственных мод плазмонов в пространственно симметричных решеточных структурах, наряду с модами с большим дипольным моментом (сильные моды) существует такое же количество собственных мод, обладающих нулевым дипольным моментом. Такие слабые моды характеризуются симметричным пространственным распределением заряда в плазмонном резонаторе и антисимметричным распределением поля. Падающая ЭМ волна не может создать распределение заряда в симметричном плазмонном резонаторе, характерное для слабых мод. Поэтому возбуждение таких «слабых» плазмонных мод падающей ЭМ волной невозможно в симметричных системах. Однако слабые моды могут возбуждаться в пространственно-несимметричных системах, в которых пространственное распределение поля в слабых модах трансформируется из антисимметричного (в симметричной системе), в асимметричное (в системе без центра инверсии). Выявлению и обсуждению свойств и особенностей возбуждения таких слабых плазмонных мод посвящен данный доклад.

Такие слабые моды могут возбуждаться, например, в периодических структурах, в которых пространственная симметрия нарушается постоянным током, протекающим в 2ДЭГ [1]. Еще одним примером периодической структуры без центра инверсии, в которой возможно возбуждение слабых плазмонных мод, является структура с 2ДЭГ и двойным решеточным затвором. Вложенные подрешетки затворов располагаются в одной плоскости, имеют разные ширины затворов и смещены друг относительно друга в плоскости решеток для создания асимметрии элементарной ячейки периодической структуры. Такая двойная решетка с асимметричной элементарной ячейкой может располагаться над одним или несколькими параллельными листами 2ДЭГ.

Возбуждение слабых плазмонных мод за счет внесения асимметрии в структуру приводит к удвоению числа плазмонных резонансов в спектре [1]. Дополнительные резонансы слабых плазмонных мод обладают отличным от сильных мод составом фурье-гармоник. Амплитуды доминирующих встречно-бегущих фурье-гармоник слабых плазмонных мод не равны друг другу, в то время как для сильных плазмонных мод такие амплитуды одинаковы [2]. Такая особенность слабых мод приводит к возможности возбуждения в 2ДЭГ бегущей плазменной волны при нормальном падении на систему ЭМ волны [3]. Благодаря такому свойству слабых мод возникает перенос ЭМ энергии и импульса бегущим плазмоном в 2ДЭГ. Поскольку в общем случае отклик 2ДЭГ на действующее электрическое поле нелинеен, то вместе с возбуждением бегущего плазмона будут возникать нелинейные квадратичные эффекты, такие как выпрямление падающей ЭМ волны [4]. Например, эффект увлечения носителей заряда в 2ДЭГ плазмоном. Несимметричное распределение поля плазмона в плазмонном резонаторе, характерное возбуждению слабых плазмонных мод, приводит возникновению эффекта плазмонного храповика.

Указанные свойства слабых плазмонных мод обладают также недостатками, связанными со слабым преобразование энергии падающей волны в слабую плазмонную моду. Поэтому для усиления эффектов на слабых плазмонных мода используется свойства режима антипересечения, в котором сильная и слабая плазмонные моды возбуждаются одновременно. В режиме антипересечения обе моды являются гибридными и обладают свойством хорошего преобразования энергии падающей волны в плазмон, характерного для сильных мод, и свойством асимметрии слабых мод. Например, в режиме антипересечения возможно до 70% мощности падающей волны направить в однонаправлено бегущую плазменную волну.

Интересным и перспективным выглядит возможность управления возбуждением слабых мод с помощью приложения постоянного напряжения между затворными электродами и 2ДЭГ. С одной стороны с помощью постоянного напряжения можно менять концентрацию носителей заряда в 2ДЭГ под затворным электродом, а, соответственно, и резонансную частоту плазмонов, что позволяет переключаться в режим антипересечения плазмонных мод. А с другой стороны, переключаясь между разными слабыми модами разных порядков под разными затворными электродами можно электрически выбирать направление распространения бегущей плазменной волны.

Еще одним интересным свойством возбуждения слабых плазмонных мод является их малое радиационное затухание, причем в зависимости от асимметрии структуры радиационное затухание слабых мод может быть перестроено в широких пределах. Наиболее перспективное применение слабого радиационного затухания возможно в структурах позволяющих усиливать плазменные колебания [5]. Механизмами усиления могут быть как дрейфовые неустойчивости, так и излучательная рекомбинация носителей заряда, например, в графене или структурах кадмий-ртуть-теллур. Поскольку усиление в активной среде должно компенсировать диссипативные потери в системе и потери на излучение, то использование слабых плазмонных мод с малым (иногда почти нулевым) радиационным затуханием позволяет значительно уменьшить пороги усиления волн.

Работа поддержана Российским научным фондом, грант № 18-79-10041.

- Aizin G.R., Popov V.V., Polischuk O.V. // Applied Physics Letters, V. 89, 143512 (2006).
- Popov V.V., Fateev D.V., Ivchenko E.L., Ganichev S.D. // Physical Review B, V. 91, 235436 (2015).
- Fateev D.V., Mashinsky K.V., Polischuk O.V., Popov V.V. // Physical Review Applied, V. 11, 064002 (2019).
- Olbrich P., Kamann J., Konig M., Munzert J., Tutsch L., Eroms J., Weiss D., Liu Ming-Hao, Golub L.E., Ivchenko E.L., Popov V.V., Fateev D.V., Mashinsky K.V., Fromm F., Seyller Th., Ganichev S.D. // Physical Review B, V. 93, 075422 (2016).
- Moiseenko I.M., Popov V.V., Fateev D.V. // J. Phys. Commun., V. 4, 071001 (2020).

# Влияние оптического излучения на резистивное переключение в МДП-структурах на основе плёнок ZrO<sub>2</sub>(Y) с наночастицами Au

# Д.О. Филатов<sup>\*</sup>, М.Е. Шенина, И.А. Роженцов, М.Н. Коряжкина, А.С. Новиков, И.Н. Антонов, А.В. Ершов, А.П. Горшков, О.Н. Горшков

Национальный исследовательский Нижегородский государственный университет им. Н. И. Лобачевского, пр-т Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950. \*dmitry\_filatov@inbox.ru

Исследовано влияние электромагнитного излучения видимого диапазона на резистивное переключение (РП) в МДП-структурах ИТО/ZrO<sub>2</sub>(Y)/*n*-Si, в том числе — с наночастицами (НЧ) Au, встроенными в слой ZrO<sub>2</sub>(Y). Обнаружено, что зависимость логического коридора РП от интенсивности фотовозбуждения имеет пороговый характер.При дальнейшем увеличении интенсивности фотовозбуждения наблюдается уменьшение логического коридора РП, связанное с разогревом активных слоёв МДП структуры при межзонном поглощении в Si подложке. Обнаружен эффект гашения РП при фотовозбуждении на длине волны 650 нм (соответствующей плазмонному резонансу в НЧ Au) за счёт плазмонного оптического поглощения в НЧ Au.

### Введение

Мемристоры — элементы нового поколения энергонезависимой компьютерной памяти [1] и нейроморфных вычислительных систем [2]. Их функционирование основано на эффекте резистивного переключения (РП), заключающемся в обратимом переключении сопротивления тонких диэлектрических плёнок между состояниями с высоким и низким сопротивлением (СВС и СНС, соответственно) под действием внешнего электрического поля. Формирование мемристоров на базе МДП-структур открывает дополнительную возможность использования оптического излучения как управляющего сигнала [3]. В [4] было показано, что влияние оптического излучения на электрические характеристики мемристорного устройства может быть достигнуто с помощью оптического возбуждения плазмонов в наночастицах (НЧ) Аи, сформированных в слоях функционального диэлектрика.

В настоящей работе исследовано влияния оптического излучения видимого диапазона на РП в МДПструктурах ИТО/ZrO<sub>2</sub>(Y)/*n*-Si, в том числе – с НЧ Au, внедрёнными в слой ZrO<sub>2</sub>(Y).

### Методика эксперимента

Плёнки  $ZrO_2(Y)$  (12% мол.  $Y_2O_3$ ) толщиной 40 нм осаждались на подложки *n*-Si(001) методом магнетронного распыления. Массив НЧ Au (размер ~ 2 – 3 нм) формировался на глубине 3 нм от подложки

методом послойного осаждения сэндвич-структур  $ZrO_2(Y)(3 \text{ нм})/\text{Au}(1 \text{ нм})/ZrO_2(Y)(37 \text{ нм})$  с последующим отжигом. Верхний прозрачный электропроводящий электрод ИТО (толщиной ~ 100 нм и площадью ~  $10^{-2}$  см<sup>2</sup>) формировался методом электронно-лучевого испарения. Вольт-амперные характеристики (ВАХ) МДП-структур измерялись с помощью анализатора полупроводниковых приборов Agilent B1500A при 300 К. Фотовозбуждение осуществлялось излучением полупроводниковых лазеров с длинами волн  $\lambda = 650$  и 472 нм мощностью 1,5 Вт, что соответствовало потоку фотонов  $L_{ph}$  4,8·10<sup>19</sup> и 5,8·10<sup>19</sup> см<sup>-2</sup>с<sup>-1</sup>, соответственно. Значение  $L_{ph}$  регулировалось с помощью набора нейтральных светофильтров.

### Результаты и обсуждение

При воздействии излучения с  $\lambda = 650$  нм на структуру ИТО/ZrO<sub>2</sub>(Y)/*n*-Si обнаружено изменение отношения токов в СНС и СВС  $I_{CHC}/I_{CBC}$  при заданном напряжении  $V_{read}$  (логического коридора РП) (рис. 1а). Механизм воздействия оптического излучения на РП в МДП структур ах заключается в генерации электронно-дырочных пар при межзонном оптическом поглощении в Si подложке с последующим их разделением в поле потенциального барьера полупроводник-диэлектрик и возникновении фотоЭДС  $\Delta \Phi$ , что, в свою очередь, приводит к перераспределению напряжения между полупроводником и диэлектриком (рис. 2) [3].



**Рис. 1.** (а) циклические ВАХ МДП структуры ИТО/ZrO<sub>2</sub>(Y)/*n*-Si: темновые (черные кривые) и при воздействии излучения с λ = 650 нм (красные кривые); (б) зависимость *I<sub>CHC</sub>/I<sub>CBC</sub>* (*V*<sub>read</sub> = 4 B) от *L<sub>ph</sub>* структуры ИТО/ZrO<sub>2</sub>(Y)/*n*-Si. (в) циклические ВАХ ИТО/ZrO<sub>2</sub>(Y):HЧ-Au/*n*-Si: темновые (черные кривые) и при воздействии излучения с λ = 472 нм (синие кривые)

Эффект наблюдается при достижении  $L_{\rm ph}$  некоторого порогового значения (рис. 16), соответствующего достижению  $\Delta \Phi$  и, соответственно, напряжённости поля в ZrO<sub>2</sub>(Y) значения, необходимого для РП. При дальнейшем увеличении  $L_{\rm ph}$  величина эффекта уменьшалась вследствие нагрева структуры излучением лазера. Значение коэффициента межзонного оптического поглощения Si при  $\lambda = 650$  нм  $\alpha \sim 3 \cdot 10^3$  см<sup>-1</sup> [5]. Соответственно, глубина образования электронно-дырочных пар  $\alpha^{-1} \sim 3$  µм, т.е. носители генерируются в глубине Si подложки. Нагрев структуры уменьшает диффузионную длину неосновных носителей, т.е. долю носителей, достигающих ОПЗ барьера Si/ZrO<sub>2</sub>(Y).

В структуре ИТО/ZrO<sub>2</sub>(Y):НЧ Au/*n*-Si влияния излучения с  $\lambda = 650$  нм на РП не наблюдалось, что связано с плазмонным поглощением излучения массивом НЧ Au [4], которое приводило к снижению эффективности генерации носителей.



Рис. 2. зонная диаграмма (качественно) МДП-структуры ИТО/ZrO<sub>2</sub>(Y)/*n*-Si при обратном смещении *V* в темноте (сплошные линии) и при межзонном фотовозбуждении (пунктир). ΔΦ – фотоЭДС, Δ*W* –уменьшение толщины ОПЗ барьера

В то же время, наблюдалось изменение параметров РП в структуре ИТО/ZrO<sub>2</sub>(Y):НЧ-Аи/n-Si при воздействии излучения с  $\lambda = 472$  нм (рис. 1в). Данное значение λ находится вне пика плазмонного поглощения в НЧ Au [4], поэтому эффект экранирования был не столь значителен по сравнению с излучением с  $\lambda = 472$  нм. В структурах без НЧ Аи заметного эффекта излучения с λ = 472 нм не наблюдалось, что может быть связано со значительной величиной  $\alpha \sim 4 \cdot 10^4$  см<sup>-1</sup> в Si для  $\lambda = 472$ нм [5] ( $\alpha^{-1} \sim 0,25 \ \mu$ м), так что значительная часть излучения поглощалась вблизи границы Si/ZrO<sub>2</sub>(Y) с последующей рекомбинацией избыточных носителей заряда на поверхностных состояниях (ПС). Следует отметить возможность частичной пассивации границы Si/ZrO<sub>2</sub>(Y) близкорасположенными НЧ Аи, играющими роль ловушек для электронов: при захвате электронов на НЧ Аи уровень Ферми на границе раздела Si/ZrO<sub>2</sub>(Y) смещается в область меньшей плотности ПС.

### Финансирование

Работа была поддержана Министерством науки и высшего образования РФ в рамках проектной части госзадания (проект № 0729-2020-0058).

- Waser R., Aono M. // Nat. Mater., V. 6, 833 (2007).
- 2. Thomas A.// J. Phys. D, V. 46, 093001 (2013).
- Тихов С.В., Горшков О.Н., Коряжкина М.Н. и др. // Письма в ЖТФ, Т. 42, 78 (2016).
- Novikov A.S., Filatov D.O., Antonov D.A. *et al.* // J. Phys.: Conf. Ser. V. 993, 012026 (2018).
- 5. Зи С. Физика полупроводниковых приборов (п*ер. с англ.*), В 2-х т, Т. 1, М.:Мир, 1984, 455 с.

# Увлечение фотонов электрическим током при межподзонных переходах электронов в квантовых ямах GaAs/AlGaAs

### Д.А. Фирсов<sup>1\*</sup>, И.С. Махов<sup>1</sup>, Г.В. Будкин<sup>2</sup><sup>§</sup>, С.В. Граф<sup>1</sup>

1 Санкт-Петербургский политехнический университет Петра Великого, Политехническая ул., 29, Санкт-Петербург 195251

<sup>2</sup> ФТИ им. А.Ф. Иоффе, Политехническая ул., 26, Санкт-Петербург 194021

\*dmfir@rphf.spbstu.ru, §gbudkin@gmail.com

Экспериментальное и теоретически исследован новый эффект: увлечение фотонов током двумерных электронов в структурах с квантовыми ямами GaAs/AlGaAs. В спектральной области, соответствующей межподзонным переходам электронов, измерена линейная по электрическому току и волновому вектору света добавка к показателю преломления структуры. Получено качественное согласие результатов расчета и эксперимента.

### Введение

Одним из известных фотоэлектрических эффектов в квантовых ямах является эффект увлечения, заключающийся в возникновении электрического тока, связанного с передачей импульса фотонов электронному газу при межподзонных переходах электронов [1,2]. Настоящая работа посвящена экспериментальному и теоретическому исследованию обратного эффекта: возникновению добавки к диэлектрической проницаемости структуры с квантовыми ямами GaAs/AlGaAs, линейно зависящей как от плотности тока, так и от волнового вектора света, и влияющего как на коэффициент поглощения, так и на показатель преломления квантовой ямы в спектральной области, соответствующей межподзонным переходам электронов. Данный эффект может быть назван эффектом увлечения света электронами, поскольку знак и величина индуцированной током добавки к показателю преломления зависят от взаимного направления тока и волнового вектора света. В его основе лежит нарушение симметрии системы за счет протекающего тока, что приводит к возникновению линейных членов в разложении диэлектрической проницаемости по волновому вектору. Такой эффект, связанный с межподзонными переходами дырок, ранее наблюдался в объемном германии [3].

### Образец и методика эксперимента

Измерения проводились на структуре, содержащей 100 квантовых ям GaAs/Al<sub>0.3</sub>Ga<sub>0.7</sub>As, выращенных на полуизолирующей подложке GaAs. Ширина квантовой ямы составляла 7.6 нм, ширина барьера –

9 нм. Центральная область каждой ямы легировалась кремнием с поверхностной концентрацией  $4.5 \cdot 10^{10}$  см<sup>-2</sup>. Параметры структуры выбирались таким образом, чтобы расстояние между первыми уровнями размерного квантования электронов соответствовало линиям излучения CO<sub>2</sub>-лазера. Было изготовлено два идентичных образца. Для выполнения правил отбора по поляризации при межподзонных переходах электронов они выполнялись в многопроходной геометрии со скошенными краями, свет проходил через слои с квантовыми ямами 8 раз. На поверхность образцов были нанесены точечные индиевые контакты, которые вжигались в атмосфере азота при температуре 400 С.

Для измерения набега фазы, вызванного электрическим током, использовался интерферометр Маха-Цендера, в каждом из плеч которого размещались идентичные образцы с квантовыми ямами. Такая схема позволяет избавиться от влияния квадратичных по току эффектов. Источником излучения был СО2-лазер, работающий в непрерывном режиме генерации. Образцы, расположенные в плечах интерферометра, электрически соединялись последовательно таким образом, чтобы излучение проходило через оба образца в одинаковом направлении, а направления электрического тока были противоположны. Выбор начального сдвига фаз между волнами в плечах интерферометра, обеспечивающего максимальную модуляцию интенсивности при малом сдвиге фаз в плечах, задавался путем наклона помещенной в одно из плеч интерферометра фазосдвигающей пластинки из фтористого бария. Измерения проводились при комнатной температуре.

Том 2

### Результаты и обсуждение

Спектр межподзонного поглощения, полученный с помощью фурье-спектрометра, приведен на рис. 1. Там же приведены точки, соответствующие используемым линиям излучения CO<sub>2</sub>-лазера.



Рис. 1. Спектр межподзонного поглощения света

Зависимости величины модуляции показателя преломления от плотности тока, полученные для двух длин волн CO2-лазера 10.835 мкм и 10.318 мкм, приведены на рис. 2.



**Рис. 2**. Зависимость изменения показателя преломления структуры от плотности тока

При малых плотностях тока зависимость величины модуляции показателя преломления квантовых ям близка к линейной. При плотности тока, превышающей 10 мА/см, наблюдается сверхлинейный рост величины модуляции показателя преломления с током. Появление кубических членов в этой зависимости может быть связано со вкладом высших порядков в разложении неравновесной функции распределения по дрейфовой скорости. Поправки к диэлектрической проницаемости и к коэффициенту преломления квантовой ямы, вызванные увлечением фотонов электронами, рассчитаны с учетом как эффектов деполяризации, так и обменно-корреляционного эффекта. Влияние эффекта деполяризации на увлечение фотонов электронами вычислено с помощью самосогласованного потенциала Хартри, обменно-корреляционные эффекты учтены в приближении локальной плотности.

Необходимые для проведения расчетов величины уширения и энергии межподзонного резонанса определялись путем аппроксимации экспериментально полученного спектра коэффициента межподзонного поглощения света. На рис. 3 приведена рассчитанная спектральная зависимость индуцированного током набега фазы, нормированного на плотность тока, и результаты эксперимента.



Рис. 3. Спектр индуцированного током набега фазы

При сравнении теории и эксперимента получено качественное согласие, при этом экспериментальные величины сдвига фазы при прохождении света через структуру оказались больше предсказанных теорией, что требует дальнейшего развития теории эффекта увлечения фотонов.

Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ в рамках научного проекта 19-02-00273.

- Grinberg A.A., Luryi S. // Physical Review B V. 38, 87 (1988).
- Wieck A.D., Sigg H., Ploog K. // Phys. Rev. Lett. V. 64, 463 (1990).
- Воробьев Л.Е., Донецкий Д.В., Фирсов Д.А. // Письма в ЖЭТФ Т. 71(8), 477 (2000).

# Одномодовый режим генерации ТГц квантово-каскадных лазеров: новые подходы и экспериментальные результаты

# Р.А. Хабибуллин<sup>1</sup>, Р.Р. Галиев<sup>1</sup>, А.Ю. Павлов<sup>1</sup>, Н.В. Щаврук<sup>1</sup>, Д.С. Пономарев<sup>1</sup>, Д.В. Ушаков<sup>2</sup>, А.А. Афоненко<sup>2</sup>, О.Ю. Волков<sup>3</sup>, И.Н. Дюжиков<sup>3</sup>, В.В. Павловский<sup>3</sup>

<sup>1</sup> Институт сверхвысокочастотной полупроводниковой электроники РАН, Нагорный пр., 7/5, Москва, 117105, Россия

<sup>2</sup> Белорусский государственный университет, пр. Независимости, 4, Минск, 220030, Беларусь

<sup>3</sup> Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН, ул. Моховая, 11, Москва, 125009, Россия

§ khabibullin@isvch.ru

В работе проведено исследование возможности достижения одномодового режима генерации ТГц квантово-каскадного лазера (ККЛ) за счет использования распределенной обратной связи (РОС) на основе латеральной решетки и подхода двухсекционных ККЛ, когда активный и пассивный резонаторы отделены воздушным зазором 3 мкм. Для указанных подходов были изготовлены ТГц ККЛ с двойным металлическим волноводом, измерены спектры генерации и определены диапазоны температуры и тока, когда наблюдается одномодовая генерация. Впервые предложено использовать распределенную обратную связь на основе модуляции усиления вдоль лазерного полоска для одномодовых ТГц ККЛ.

### Введение

Использование ККЛ в качестве ТГц источника для высокоразрешающей спектроскопии накладывает определенные требования на работу лазера, что в первую очередь связано с необходимостью обеспечить одномодовый режим генерации с максимально возможной перестройкой частоты излучения [1]. Традиционно для реализации одномодового режима генерации в ТГц ККЛ используется два подхода: 1) формирование распределенной обратной связи (РОС) на основе латеральной решетки; 2) использование двухсекционных связанных резонаторов Фабри-Перо. Использование РОС ТГц ККЛ позволило обеспечить подавление боковых мод на ~ 20-30 дБ и существенно уменьшить расходимость пучка до значения 10° [2]. В лазерах с использованием двухсекционных связанных резонаторов Фабри-Перо, подавление боковых мод составляет более 25 дБ и появляется возможность перестройки частоты излучения лазера на ~5 и ~12 ГГц в непрерывном и импульсном режимах работы, соответственно, за счет накачки одной секции резонатора излучением с длиной волны ~800 нм

В работе проведено исследование возможности достижения одномодового режима генерации для 2.3 ТГц ККЛ с каскадом на основе четырех квантовых ям GaAs/Al<sub>0.15</sub>Ga<sub>0.85</sub>As и с использованием двойного металлического волновода на основе золота. Ранее на основе рассматриваемой гетероструктуры были изготовлены ТГц ККЛ в полосковой геометрии, у которых наблюдался многомодовый режим генерации с более чем десятью продольными модами Фабри-Перо, отстоящими друг от друга на ~ 19 ГГц для резонатора с длиной ~ 2.4 мм.

### Распределенная модель резонатора

Для построения распределенной модели резонатора ТГц ККЛ с двойным металлическим волноводом решалась система уравнений связанных волн. Для этого в каждой точке лазерного резонатора представляем напряженность электромагнитного поля в виде суммы напряженностей двух электромагнитных волн, распространяющихся в противоположных направлениях. В лазерных структурах с РОС удобно выбрать базовую постоянную распространения k<sub>b</sub> в соответствии с пространственной зависимостью показателя преломления.

На основе построенной зависимости эффективного показателя преломления от частоты были определены три периода РОС  $\Lambda = 19.5$ , 20.0 и 20.5 мкм в соответствии с рассчитанным спектром усиления активной области ТГц ККЛ. Данный набор  $\Lambda$  использовался, как для РОС на основе модуляции показателя преломления (index-coupled) за счет латеральной решетки, так и для модуляции усиления (gain-coupled) за счет селективной инжекции тока вдоль лазерного полоска. Для двухсекционного ТГц ККЛ была выбрана геометрия "активный резонатор/воздушный зазор/пассивный резонатор" с длинами 1.8 мм/3 мкм/0.25 мм.



Рис. 1. Спектр генерации РОС ТГц ККЛ, измеренный при температуре 52 К и при четырех значениях тока инжекции. На вставке приведен РЭМ снимок изменяемого лазерного полоска с РОС на основе модуляции показателя преломления



Рис. 2. Спектр генерации двухсекционных ТГц ККЛ со связанными резонаторами при 51 К и четырех значениях тока инжекции. На вставке приведен РЭМ снимок области измеряемого ТГц ККЛ, где активный и пассивный резонаторы разделены воздушным зазором 3 мкм



Рис. 3. РЭМ изображение лазерного полоска ТГц ККЛ с модуляцией усиления, где области с отсутствием инжекция тока электрически изолированы от областей с инжекцией тока

### Экспериментальные результаты

При изготовлении РОС ТГц ККЛ на основе латеральной решетки была использована самосовмещенная технология, когда форма верхней металлизации полоска определяла геометрию резонатора. На рис. 1 представлен одномодовый спектр генерации РОС ТГц ККЛ с  $\Lambda = 20.5$  мкм. На рис. 2 представлен спектр генерации двухсекционного ТГц ККЛ с одной интенсивной спектральной линией. Было обнаружено, что одномодовая генерация двухсекционного ТГц ККЛ существует в ограниченном диапазоне температур и тока.

На рис. 3 приведен РЭМ снимок области лазерного полоска ТГц ККЛ со специально сформированной топологией, которая позволяет осуществить селективную инжекцию тока.

Таким образом, в работе продемонстрирована одномодовая генерация ТГц ККЛ за счет использования РОС на основе латеральной решетки и за счет использования двухсекционного резонатора, состоящего из активного резонатора/воздушного зазора/пассивного резонатора. Обнаружено, что в случае РОС на основе латеральной решетки необходимо более точно экспериментально подбирать период Л, так как выбранный шаг в 0.5 мкм является достаточно грубым. Подход двухсекционного резонатора оказался проще с точки зрения точности попадания в геометрические размеры данной конструкции.

Однако двухсекционные ТГц ККЛ оказались крайне чувствительными к внешним факторам (температура и ток инжекции). Впервые предложен и апробирован подход по созданию одномодовых ТГц ККЛ на основе модуляции усиления за счет селективной инжекции тока вдоль лазерного полоска.

Работа выполнена при финансовой поддержке гранта РФФИ № 20-02-00363, а также в рамках Государственного задания Минобрнауки РФ ИСВЧПЭ РАН и ИРЭ РАН.

- Hübers H.-W., Richter H. *et al.*// J. Appl. Phys. 125, 151401 (2019).
- Biasco S., Garrasi K. *et al.*// Nat. Commun., 9, 1 (2018).

# Расчет электрофизических параметров гетероструктур InGaAs/GaAs с двусторонним дельта-легированием

### С.В. Хазанова<sup>1\*</sup>, О.Л. Голиков<sup>1</sup>, А.С. Панфилов<sup>1</sup>

1 ННГУ им. Н.И. Лобачевского, 603950 Нижний Новгород, Россия

\*khazanova@phys.unn.ru

Здесь размещается краткая аннотация тезисов. Например, экспериментально обнаружено проявление влияния ближнего поля на излучательный перенос энергии между туннельно не связанными квантовыми ямами GaAs/AlGaAs, заключающегося в возрастании интенсивности фотолюминесценции квантовой ямы при резонансном оптическом возбуждении экситонного перехода в соседней более узкой квантовой яме.

### Введение

Структуры на основе полупроводников А<sup>Ш</sup>В<sup>V</sup> являются наиболее актуальными и востребованными в современной наноэлектронике. Высокая подвижность и относительно малая эффективная масса позволяют использовать подобные структуры для создания быстродействующих приборов, открывает большие возможности в области СВЧ электроники. При этом численное моделирование выступает не только в роли очевидного неразрушающего метода диагностики, но что более важно, является быстрым и гибким способом исследования явлений и эффектов, дополняя экспериментальные методы, требующим больше времени и ресурсов. Сегодня большой спектр задач в данной области решают системы автоматизированного проектирования. При всех преимуществах подобных программных пакетов существует и ряд недостатков, которые можно попробовать решить, используя оригинальные численные методы, дающие большую свободу при выборе параметров и граничных условий моделировании указанных полупроводниковых структур [1]. В данной работе проводится структур, предназначенных для конструирования НЕМТ транзисторов на основе соединений А<sup>Ш</sup>В<sup>V</sup>, содержащих в себе двухстороннее легирование.

### Метод расчёта

Расчёты в данной работе проводились посредством решения одномерного одноэлектронного уравнения Шредингера согласованного с уравнением Пуассона в приближении эффективной массы [2].

### Результаты работы

Задачей данной работы является исследование характеристик структуры для случая двустороннего – легирования.



**Рис. 1.** Зависимость профиля концентрации от степени легирования левого б слоя

Результаты моделирования показывают, что увеличение степени дельта легирования приводит к росту концентрации носителей в яме. Это связано с тем, что  $\delta$  – слой представляет собой источник носителей заряда для квантовой ямы.

Далее рассмотрим влияние на профили концентрации соотношения степеней легирования дельта слоёв для случая ассиметричного двустороннего  $\delta$  – легирования при различном напряжении. Характерным результатом является то, что пик концентрации смещается в сторону дельта слоя, степень легирования которого выше.



Рис. 2. Зависимость профиля концентрации от степени легирования правого δ слоя

Из графиков отчётливо видно, что изменение соотношения степени легирования в дельта- слоях по разные стороны от квантовой ямы приводит к различию в профилях концентрации, что в дальнейшем влияет на поведение вольтамперных характеристик.



**Рис. 4.** Профиль концентрации при различных значениях приложенного напряжения к структуре



Рис. 3. Зависимость профиля концентрации для случая, когда левый дельта слой легирован сильнее правого

### Результаты работы и выводы

1. Увеличение степени дельта легирования приводит к росту концентрации носителей внутри квантовой ямы

2. Пик концентрации сдвигается в сторону более сильно легированного слоя

3. Изменение соотношения степеней легирования по разные стороны от квантовой ямы приводит к заметному сдвигу максимума профиля концентрации. Так, в случае, когда правый дельта слой легирован сильнее чем левый, профиль концентрации становится шире. В обратной ситуации профиль становится чуть уже и испытывает небольшой изгиб.

- 1. Васильевский И.С., Галиев Г.Б., Климов Е.А., Мокеров В.Г. *и др.* // ФТП, (42), 9 (2008).
- Брунков П.Н., Гуткин А.А. и др. // ФТП, 45 (6), 829 (2011)
- 3. Тарасова Е.А., Оболенский С.В., Хазанова С.В, *и др.* // ФТП. 2020. Т. 54, Вып. 9, с. 968.

# Расчёт кондактанса периодических структур на основе графена

### С.В. Хазанова<sup>1,\*</sup>, В.В. Савельев<sup>1</sup>

<sup>1</sup> ННГУ им. Н.И. Лобачевского, 603950 Нижний Новгород, Россия \*khazanova@phys.unn.ru

В данной работе в качестве исследуемых структур рассматривается сверхрешетка бесщелевого графена с шириной полос порядка нескольких нанометров. Численно исследуется влияние числа, размера и характера распределения дефектов вдоль периодической структуры на проводимость.

### Введение

Известно, что в структурах с пониженной размерностью наблюдаются различные квантовые эффекты, такие как туннелирование, осцилляции проводимости в магнитном поле. Большой интерес в последнее время вызывает создание двухмерных материалов [1]. В частности, графен – монослой атомов углерода, обладающий рядом уникальных свойств, перспективных для современной электроники. При этом, недостатком изолированного монослоя графена является отсутствие ширины запрещённой зоны, необходимой для управления приборов.

Создание ограниченных структур (полос иди колец) из графена с различной геометрией приводит к возникновению энергетической щели [1], что делает возможным реализацию быстродействующих полупроводниковых приборов нового поколения на его основе. Одним из вариантов одномерной периодической структуры являются гелицены - циклические структуры, имеющие спиралевидную не лежащую в плоскости решётку [2]. При этом, наличие неоднородностей, обусловленных геометрией или потенциалом подложки, может приводить к изменению зазоров энергетического спектра. Таким образом, возникает возможность дополнительного управления характеристиками приборов на основе данных структур.

### Метод расчёта

Известно, что энергетические состояния в графене описываются с помощью уравнения Дирака.

Решение уравнения Дирака

$$\hat{H} = v_F \vec{\sigma} \vec{p} + V(\mathbf{x})\hat{\mathbf{I}}$$

можно представить в виде спиноров

$$\psi_1(\mathbf{x}) = \begin{pmatrix} 1 \\ se^{i\phi} \end{pmatrix} e^{i\lambda x}, \psi_2(\mathbf{x}) = \begin{pmatrix} 1 \\ -se^{i\phi} \end{pmatrix} e^{-i\lambda x}$$

В данной работе с помощью метода матрицы переноса для графена [3] численно рассчитывается коэффициент прозрачности. Введем матрицы, описывающие поведение волновой функции внутри барьера и на его границах:

$$G = \begin{pmatrix} 1 & 1 \\ se^{i\phi} & -se^{-i\phi} \end{pmatrix}, T(\mathbf{x}) = \begin{pmatrix} e^{i\lambda x} & 1 \\ 1 & e^{-i\lambda x} \end{pmatrix}$$

Используя данные матрицы и получаем результирующую матрицу переноса M(x) [3]. Вероятность прохождения через многобарьерную структуру  $T = |t|^2$  определяется диагональным элементом матрицы переноса:  $T = |M_{22}|^{-2}$ . Используя формулу Ландауэра, можно рассчитать проводимость структуры:

$$G(E) = G_0(E) \int_0^{\pi/2} T(E,\theta) \cos \theta_0 d\theta_0,$$
  
где  $G_0(E) = \frac{4e^2}{h} \frac{2|E|w}{hv_E}$ , w-ширина образца.

### Результаты работы и выводы

Для периодических структур с 2 и 10 барьерами рассчитан коэффициент прохождения от двух параметров: угла падения и энергии, высота барьера 0,2 эВ,  $\Delta$ =0,026 эВ, ширина полос 30 нм (рис. 1). Далее для периодических структур с шириной полосы 2 нм, высотой барьера 0,4 эВ, используя зависимости коэффицинта прохождения от энергии, получена зависимость проводимости от энергии. С увеличением числа барьеров становится более выражена зона с низкой проводимостью, которая интерпретируется как запрещённая зона (рис. 2).



Том 2

**Рис. 1.** Коэффициент прохождения от энергии и угла, а-2 барьера, б-10 барьеров



**Рис. 2.** Зависимость проводимости от энергии для разного числа барьеров.

В структурах в зависимости от параметра  $\Delta$  наблюдается зона, ширина которой коррелирует с этим параметром (рис 3).



**Рис. 3.** Зависимость проводимости от энергии для структур с 10 барьерами при разных Δ.

Для структуры с 10 барьерами рассмотрены случаи с неоднородность в виде двойного барьера и двойной ямы в середине структуры, на рис. 4 приведена проводимость этих структур в сравнении с периодической структурой.



**Рис. 4.** Зависимость проводимости от энергии для однородной и неоднородных структур

### Выводы

- В структуре с 10 барьерами зависимость коэффициент прохождения от энергии становится более дискретной.
- Проводимость графеновой сверхрешётки имеет немонотонный осциллирующий вид, что согласуется с литературными данными [3]
- В периодических структурах при увеличении числа барьеров становится более выражена зона с низкой проводимостью.
- В структурах в зависимости от параметра ∆ наблюдается зона, ширина которой коррелирует с этим параметром
- В структурах с 10 барьерами при наличии неоднородности в виде двойного барьера границы запрещённой зоны смещаются в сторону больших энергий, в виде двойной ямы – в сторону меньших

- Ferrari and other, Science and technology roadmap for graphene, related two-dimensional crystals, and hybrid systems // Nanoscale, 2015. V.7, p. 4598– 4810.
- Vitaly V. Porsev and other, Expanded hexagonal nanohelicenes of zigzag morphology under elastic strain: A quantum chemical study // Carbon 2019. 152. p. 755.
- Dubey S.*et al.* Tunable Superlattice in Graphene To Control the Number of Dirac Points // Nano Letters, 2013. Vol. 13 p. 3990.

# Фотоэмиссия из *p*-GaAs(001), (111)А и (111)В при переходе от отрицательного к положительному электронному сродству

В.С. Хорошилов<sup>1, 2, \*</sup>, Д.Е. Протопопов<sup>1, 2</sup>, Д.М. Казанцев<sup>1, 2</sup>, А.Г. Журавлев<sup>2</sup>, Г.Э. Шайблер<sup>1, 2</sup>, С.Н. Речкунов<sup>1</sup>, В.Л. Альперович<sup>1, 2</sup>

<sup>1</sup>Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова СО РАН, пр. Академика Лаврентьева, 13, Новосибирск, 630090

<sup>2</sup> Новосибирский государственный университет, ул. Пирогова, 2, Новосибирск, 630090

\*khorosvladimir@mail.ru

Методом спектроскопии квантового выхода фотоэмиссии изучена эволюция вероятностей выхода горячих (*P*<sub>h</sub>) и термализованных (*P*<sub>t</sub>) электронов в вакуум на поверхностях *p*-GaAs(001), (111)А и (111)В при переходе от состояния с отрицательным к состоянию с положительным эффективным сродством  $\chi^*$ . Установлено, что немонотонная зависимость *P*<sub>t</sub>( $\chi^*$ ) с минимумом вблизи нулевого сродства и резким спадом при  $\chi^* ≥ 0.2$  эВ качественно одинакова для различных кристаллографических ориентаций. Обсуждаются возможные причины спада вероятности выхода, которые связаны, предположительно, с захватом электронов в боковую L-долину зоны проводимости и последующей рекомбинацией через уровни поверхностных дефектов.

### Введение

Известно, что нанесением цезия и кислорода на поверхность сильнолегированного p-GaAs можно снизить величину потенциального барьера на границе с вакуумом до состояния с отрицательным электронным сродством (ОЭС), что обеспечивает высокий квантовый выход ОЭС-фотокатодов [1]. Поверхности с относительно небольшим положительным электронным сродством (ПЭС)  $\chi^* \sim 0.2 -$ 0.4 эВ привлекают внимание в связи с возможностью повышения эффективности преобразования солнечной энергии путем использования фотонноусиленной термоэлектронной эмиссии (РЕТЕ) [2,3]. Ранее, в экспериментах по переходу от состояния с ОЭС к состоянию ПЭС на поверхности р-GaAs(Cs,O) с ориентацией (001) была обнаружена немонотонная зависимость вероятности выхода термализованных электронов в вакуум Pt от эффективного сродства χ\*, с минимумом вблизи нулевого сродства и резким спадом при х\* ≥ 0.2 эВ [4,5]. Минимум вблизи  $\chi^* \approx 0$  был объяснен сменой механизма эмиссии при переходе от ПЭС к ОЭС. Причины спада  $P_t$  при  $\chi^* \ge 0.2$  эВ оставались невыясненными. Предположительно, спад связан с началом переноса электронов в боковую L-долину зоны проводимости, который возможен с учетом дополнительной энергии, приобретаемой в поверхностном электрическом поле. Поскольку L-долина лежит в направлении <111>, для сохранения энергии и тангенциальной компоненты импульса при эмиссии с поверхности (001) требуется дополнительное рассеяние по импульсу, и это может привести к падению вероятности выхода. Другая возможная причина спада состоит в быстром захвате электронов, попавших в L-долину, на глубокие уровни и последующей рекомбинации [6].

В данной работе, для проверки сделанных предположений, экспериментально изучена эволюция вероятностей выхода при переходе от ОЭС к ПЭС на поверхностях *p*-GaAs(Cs,O) с кристаллографическими ориентациями (111)А и (111)В.

### Методика эксперимента

В эксперименте использовались слои сильнолегированного *p*-GaAs, выращенные методами MOCVD и жидкофазной эпитаксии (ЖФЭ). Методика приготовления атомарно-чистых поверхностей GaAs, а также измерения спектров квантового выхода фотоэмиссии описана в [3-5]. Поверхности *p*-GaAs активировались нанесением Cs и O<sub>2</sub> до состояния с ОЭС. Затем, путем нанесения избыточного кислорода осуществлялся переход от ОЭС к ПЭС.

### Результаты и обсуждение

Эволюция спектров квантового выхода фотоэмиссии при нанесении избыточного кислорода на активированные поверхности (111)А и В была аналогичной измеренной ранее на поверхности (001). При положительном сродстве спектры содержат два порога. Высокоэнергетический порог соответствует началу прямой фотоэмиссии "горячих" электронов, рожденных светом выше уровня вакуума, и определяется величиной сродства  $\chi^*$ . Порог на ширине запрещенной зоны GaAs соответствует вкладу "термализованных" электронов, обусловленному РЕТЕ. Из сопоставления измеренных спектров с расчетом, учитывающим оба вклада в ток эмиссии, определялись величины сродства χ\* и вероятностей выхода горячих (*P*<sub>b</sub>) и термализованных (*P*<sub>t</sub>) электронов [3-5]. Зависимости  $P_h(\chi^*)$  и  $P_t(\chi^*)$ , определенные из экспериментов по нанесению избыточного кислорода на поверхности p-GaAs(Cs,O) с различными кристаллографическими ориентациями, показаны на рисунках 1a и 1b, соответственно. Видно, что для различных ориентаций зависимости качественно близки. Вероятность выхода горячих электронов монотонно уменьшается с ростом сродства. Напротив, вероятность выхода термализованных является более "дифференциальной" характеристикой, отражающей зависимость вероятности выхода электронов в вакуум от их энергии, и зависит от  $\chi^*$  немонотонно, с минимумом вблизи  $\chi^* \approx 0$ , максимумом около  $\chi^* \approx 0.17$  эВ и спадом при  $\chi^* \ge 0.2$  эВ [5]. Наблюдение минимума  $P_t(\chi^*)$ вблизи нулевого сродства для всех кристаллографических ориентаций согласуется с гипотезой о смене механизма эмиссии при переходе от ОЭС к ПЭС [4,5]. Согласно [3-5], причиной спада P<sub>t</sub> при χ\* ≥ 0.2 эВ может быть перенос электронов в L-долину, ограничивающий эмиссию в вакуум. Наблюдение спада для ориентаций (111)А и В позволяет отвергнуть гипотезу об ограничении вероятности выхода за счет необходимости дополнительного рассеяния по импульсу. Таким образом, полученные данные согласуются с альтернативной гипотезой, которая состоит в ограничении эмиссии в вакуум за счет захвата электронов на глубокие уровни и последующей рекомбинации [3-6]. Как показано в работе [6], в GaAs сечение захвата на глубокие уровни в поверхностном электрическом поле может возрастать на несколько порядков. Следует отметить, что глубокие уровни EL2, порожденные антиструктурным дефектом As<sub>Ga</sub>, не содержатся в объеме эпитаксиального GaAs, выращенного методом ЖФЭ.

Однако разумно предположить, что в приповерхностной области полупроводника толщиной в несколько атомных слоёв содержится значительная концентрация дефектов, порождающих глубокие уровни и приводящих к увеличению темпа рекомбинации фотоэлектронов в поверхностном электрическом поле.

Работа поддержана Российским фондом фундаментальных исследований, грант № 20-02-00355.



**Рис. 1.** Зависимости вероятностей выхода горячих (а) и термализованных (b) электронов в вакуум от эффективного электронного сродства на поверхностях GaAs(Cs,O) с различными кристаллографическими ориентациями

- Белл Р.Л. Эмиттеры с отрицательным электронным сродством. М.: Энергия, 1978, 192 с.
- 2. Schwede J.W. et al. // Nature Mater. 9, 762 (2010).
- Zhuravlev A.G., Romanov A.S., Alperovich V.L. // Appl. Phys. Lett. 105, 251602 (2014).
- Журавлев А.Г., Хорошилов В.С., Альперович В.Л. // Письма в ЖЭТФ 105, 645 (2017).
- Zhuravlev A.G., Khoroshilov V.S., Alperovich V.L. // Appl. Surf. Sci. 483, 895 (2019).
- Prinz V.Ya., Rechkunov S.N. // Phys. Stat. Sol. (b) 118, 159 (1983).

# Нейросетевая функциональность гексагональной полупроводниковой наноструктуры

### Д.Е. Цуриков

Лаборатория Оптики спина, Санкт-Петербургский государственный университет, ул. Ульяновская, д. 1, Петергоф, Санкт-Петербург, 198504. DavydTsurikov@mail.ru

Теоретически предсказана нейросетевая функциональность в электрических характеристиках гексагональной полупроводниковой наноструктуры на базе двумерного электронного газа в GaAs, выражающаяся в возможности обучения системы операции сложения по модулю 2.

### Введение

Искусственные нейронные сети широко применяются для решения неформализуемых задач: распознавания образов, кластеризации и т. д. Такую же функциональность мы можем получить на основе квантового электронного транспорта в полупроводниковых наноструктурах. Для его расчёта мы будем использовать модель *квантовой сети* [1], а для моделирования наноструктуры с нужной функциональностью — предложенную ранее схему [2].

### Структура и эффективность

Обучение нейросети состоит в настройке её свободных параметров для достижения целевого отклика на основе внешних стимулов [3, с. 89]. Спроектируем полупроводниковую наноструктуру, которую можно обучить операции сложения по модулю 2 — исключающему «ИЛИ» (табл. 1).

Таблица 1.	Операция	сложения по	о модул	тю 2 (	(XOR).	
------------	----------	-------------	---------	--------	--------	--

бит 1	0	0	1	1
бит 2	0	1	0	1
бит 1 XOR бит 2	0	1	1	0

Согласно табл. 1 наноструктура может находиться в четырёх состояниях: «00», «01», «10», «11». Каждому из них соответствует значение выходного бита. В терминах электронного транспорта оно кодируется протекающим через систему током:  $J^{(00)}$ ,  $J^{(01)}$ ,  $J^{(10)}$ ,  $J^{(11)}$ . Тогда операция сложения по модулю 2 запишется в виде:

$$J^{\langle 00\rangle} = J^{\langle 11\rangle}, \quad J^{\langle 00\rangle} \neq J^{\langle 01\rangle}, \quad J^{\langle 10\rangle} = J^{\langle 01\rangle}$$
(1)

Исследуем возможность выполнения соотношений (1) в гексагональной наноструктуре на базе двумерного электронного газа в GaAs:  $m_e / m_0 = 0.063$  (рис. 1). Применим для неё следующую нейросетевую интерпретацию.



**Рис. 1.** Гексагональная наноструктура: 1 — металл, 2 — диэлектрик, 3 — полупроводник

Внешние стимулы.  $E_{\perp}^{(U)}$  и  $E_{\perp}^{(D)}$  — напряжённости электрического поля в кодирующих узлах. Они задают четыре возможных состояния системы

$$\{ \ll kl \gg | \mathbf{E}_{\perp}^{\langle U \rangle} = \mathbf{E}_{\perp}^{\langle k \rangle}, \mathbf{E}_{\perp}^{\langle D \rangle} = \mathbf{E}_{\perp}^{\langle l \rangle} \}^{k,l=0,1}$$
<sup>(2)</sup>

где  $E_{\perp}^{(0)}$  и  $E_{\perp}^{(1)}$  — напряжённости электрического поля, кодирующие значения входных битов «0» и «1», соответственно.

Свободные параметры.  $E_{\rm F}$  — уровень Ферми наноструктуры,  $E_{\perp}^{(L)}$  и  $E_{\perp}^{(R)}$  — напряжённости электрического поля в боковых узлах,  $E_{\perp}^{(0)}$  и  $E_{\perp}^{(1)}$ .

*Отклик системы*. Протекающий через наноструктуру ток в четырёх возможных состояниях:

$$\{J^{\langle kl\rangle} \mid \mathbf{E}_{\perp}^{\langle U\rangle} = \mathbf{E}_{\perp}^{\langle k\rangle}, \, \mathbf{E}_{\perp}^{\langle D\rangle} = \mathbf{E}_{\perp}^{\langle l\rangle}\}^{k,l=0,1}$$
(3)

Симметрия системы даёт  $J^{(10)} = J^{(01)}$ . Соглашение  $E_{\perp}^{(1)} < E_{\perp}^{(0)} = 0$  приведёт к  $J^{(00)} \neq J^{(01)}$ . Тогда, полагая

Том 2

 $J^{(00)} > J^{(01)}$ , близость отклика системы к целевому (1) (эффективность) запишем как

$$\delta = [\min(J^{\langle 00\rangle}, J^{\langle 11\rangle}) - J^{\langle 01\rangle}] / \max(J^{\langle 00\rangle}, J^{\langle 11\rangle})$$
(4)

### Значения и диапазоны параметров

Есть два типа параметров наноструктуры: *фиксированные* и *варьируемые* (свободные). Для первых определим их значения, для вторых — диапазоны.

Наноструктура на рис. 1 — частный случай QIYсети [1, разд. 4]. У неё фиксированы длины внутренних рукавов  $\{A^{k} = 0 \text{ нм}\}^{k \in I}$ , длины I-узлов  $\{A^{[K]} = 10 \text{ nm}\}^{K \in I}$ , ширины всех рукавов и сочленений  $B^{=} = B^{(Q)} = B^{(1)} = B^{(Y)} = 10 \text{ nm}$ , радиусы скруглений Q- и Y-узлов  $R^{(Q)} = R^{(Y)} = 5 \text{ nm}$ . Фиксируем также её температуру  $T^{=} = 300 \text{ K}$ , напряжение смещения  $U_{\Box} = 50 \text{ mV}$  и уровни Ферми резервуаров (внешних рукавов слева и справа на рис. 1)  $E_{\rm F}^{0} = E_{\rm F} + eU_{\Box}/2$  и  $E_{\rm F}^{3} = E_{\rm F} - eU_{\Box}/2$ .

Для уровня Ферми наноструктуры выберем диапазон  $E_{\rm F} \in (E_{\perp 1}^{=}, E_{\perp 3}^{=})$  на основе 1-го и 3-го уровней размерного квантования электрона поперёк рукавов  $E_{\perp 1}^{=} = 0.060 \text{ eV}$  и  $E_{\perp 3}^{=} = 0.537 \text{ eV}$ , соответственно. Для напряжённостей электрического поля выберем диапазон  $\{E_{\perp}^{(\Box)} = -7 \cdot 10^7 - 0 \text{ V/m}\}^{\Box = L,R,1}$ .

Заданные значения и диапазоны размерных параметров наноструктуры позволяют получить их безразмерные аналоги, необходимые для расчётов [1].

### Обучение наноструктуры

Обучение наноструктуры — поиск максимума эффективности (4) как функции свободных параметров. Найдём его с помощью *генетического алгоритма* [4] на основе расчёта электронного транспорта [1]:  $E_{\rm F} = 0.147 \,{\rm eV}$ ,  $E_{\perp}^{(\rm L)} = -1.80 \cdot 10^7 \,{\rm V/m}$ ,  $E_{\perp}^{(\rm R)}$  $= -3.14 \cdot 10^7 \,{\rm V/m}$ ,  $E_{\perp}^{(1)} = -3.32 \cdot 10^7 \,{\rm V/m}$ ,  $\delta = 84 \%$ .

На вольт-амперных характеристиках (ВАХ) наноструктуры (при  $U_{\Box} = 0-50 \text{ mV}$ ) с найденными выше параметрами  $J^{\langle 01 \rangle} = J^{\langle 10 \rangle}$  (следствие симметрии),  $J^{\langle 00 \rangle} \approx J^{\langle 11 \rangle}$  («побочный» эффект максимизации  $\delta$ ). При этом ВАХ близки к линейным, что позволяет применить приближение [1, (145)] (табл. 2).

**Таблица 2.** Приближённая проводимость наноструктуры (Рис. 1), обученной операции сложения по модулю 2

$E_{\perp}^{\langle U \rangle}, V/m$	0	0	$-3.32 \cdot 10^{7}$	$-3.32 \cdot 10^{7}$
$E_{\downarrow}^{(D)}, V/m$	0	$-3.32 \cdot 10^{7}$	0	$-3.32 \cdot 10^{7}$
$ ilde{\sigma}^{\scriptscriptstyle 30}, { m S}$	$2.34 \cdot 10^{-5}$	$3.44 \cdot 10^{-6}$	$3.44 \cdot 10^{-6}$	$2.34 \cdot 10^{-5}$

Из сравнения табл. 1 и табл. 2 видно, что входные стимулы  $E_{\perp}^{(U)}, E_{\perp}^{(D)} = 0$  V/m соответствуют логическому «0», а  $E_{\perp}^{(U)}, E_{\perp}^{(D)} = -3.32 \cdot 10^7$  V/m — логической «1». Отклик системы определяется проводимостью наноструктуры:  $\tilde{\sigma}^{30} = 2.34 \cdot 10^{-5}$  S соответствуют логическому «0», а  $\tilde{\sigma}^{30} = 3.44 \cdot 10^{-6}$  S — логической «1». Ячейки, отвечающие логической «1», всюду для наглядности затенены.

Согласно использованной интерпретации в результате моделирования мы получили ожидаемую таблицу значений операции сложения по модулю 2. Это означает, что проведённый численный эксперимент позволил получить нужный отклик системы на внешние стимулы. Таким образом, гексагональная полупроводниковая наноструктура (рис. 1) обладает нейросетевой функциональностью.

### Заключение

В силу использованных при расчётах приближений наша модель является оценочной. При этом современные эксперименты показали, что при комнатных температурах электрические характеристики наноструктуры качественно нечувствительны к её деталям [5]. Поэтому в реальном эксперименте у полупроводниковых наноструктур можно также ожидать, в том числе, и более сложную нейросетевую функциональность.

### Благодарности

Автор благодарит Санкт-Петербургский государственный университет за исследовательский грант 73031758.

- 1. Tsurikov D.E. // e-print arXiv:2011.03094v3 [cond-mat.mes-hall] (2021).
- Tsurikov D.E., Yafyasov A.M. // J. of Computational Electronics, V. 18, P. 1017–1024 (2019).
- Хайкин С. Нейронные сети. Полный курс, 2-е изд. М.: Вильямс (2006).
- Mitchell M. An Introduction to Genetic Algorithms. Cambridge–Massachusetts: MIT Press (1999).
- Csontos D., Xu H.Q. // Physical Review B, V. 67, I. 23, № 235322. P. 2353221–23532210 (2003).

### Междолинные процессы релаксации состояний мелких доноров в германии

### В.В. Цыпленков<sup>1,\*</sup>, В.Н. Шастин<sup>1</sup>

<sup>1</sup> Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, д. 7, Нижний Новгород, 607680

\*Tsyplenkov1@yandex.ru

Проведены вычисления темпов внутрицентровых междолинных переходов при излучении TA фононов в германии, легированном мелкими донорами мышьяка. Показано, что междолинные переходы с излучением фононов в основное состояние донора могут играть существенную роль в релаксации возбужденных примесей лишь при одноосной деформации кристалла, т.к. при нулевой деформации нет хороших резонансов примесных переходов с энергией междолинных фононов. Также имеют место переходы из высоковозбужденных состояний, лежащих в узком пояске энергий (~0.5 мэВ) у самого дна зоны проводимости в первое возбужденное состояние 1s(T) (в том числе в недеформированном кристалле германия ), средний темп которых оценивается в 0.4×10<sup>9</sup> с<sup>-1</sup>.

### Введение

Проведенные с использованием излучения ЛСЭ (NovoFEL) измерения методом pump-probe скоростей распада возбужденных состояний мелких доноров (As, Sb) в кристалле германия [1-2] вопреки ожиданиям дают основания полагать, что существуют процессы релаксации состояний доноров, связанные с междолинными переходами при излучении акустических фононов. Согласно эксперименту длительности pump-probe откликов при возбуждении высоколежащих по энергии состояний (выше 2p<sub>±</sub>) меньше, чем при возбуждении нижележащих. Это обстоятельство говорит о существовании прямых переходов из возбужденного состояния в состояния 1s(A, T), минуя промежуточные уровни, т.к. длительность отклика определяется общим временем возвращения носителей заряда в основное состояние донора после возбуждения. Полагается, что эти прямые каналы релаксации могут быть связаны с междолинными переходами при излучении акустических фононов. Волновые вектора междолиных фононов в германии лежат в окрестности Х точки зоны Бриллюэна, а энергии этих фононов сосредоточены в довольно узком энергетическом диапазоне (примерно 9.7 –10 мэВ). Роль междолинных переходов в релаксации состояний мелких доноров в германии не очевидна, т.к. в недеформированном кристалле нет явных резонансов между энергиями внутрицентровых переходов и междолинных фононов. Однако существует возможность междолинных переходов из высоковозбужденных состояний, уровни которых лежат в узком диапазоне энергий под самым дном зоны проводимости в состояния триплета 1s(T), и переходов из более низколежащих в основное состояние донора при отсутствии точного резонанса.

### Теоретическая модель и результаты

Волновые функции состояний доноров описывались в рамках метода эффективных масс с использованием пробных волновых функций [3]. Использовался такой же подход при расчета матричного элемента взаимодействия с коротковолновыми фононами края зоны Бриллюэна, как и в случае кристалла кремния [4-5]. В этом подходе матричный элемент рассчитывается с использованием усредненной характеристики кристалла – междолинного деформационного потенциала, определяющего средний матричный элемент междолинного перехода между состояниями свободного электрона. Значения деформационных потенциалов брались из [6].

Особую сложность представляет суммирование по конечным состояниям системы – волновым векторам излучаемых фононов, т.к. это требует детального знания формы изоэнергетических поверхностей для ТА ветвей фононного спектра в окрестности точки Х зоны Бриллюэна для различных значений энергии фононов. В литературе эти данные найти не удалось. Формы этих поверхностей отличаются для двух ТА веток и могут качественно меняться при небольшом изменении энергии фонона. В расчетах положено, что взаимодействие по аналогии с кремнием главным образом осуществляется с верхней ТА ветвью. Анализируя закон дисперсии фононов в различных направлениях (Г-Х-К, Х-W, L-Х) можно предположить, что в непосредственной окрестности точки Х изоэнергетическая поверхность фононов для верхней ТА ветви приближенно может быть описана цилиндром, вытянутым вдоль направления {100}, в котором энергия фононов квадратичным образом зависит от радиуса цилиндра.

Том 2

Результаты расчетов показывают, что междолинные переходы в основное состояние донора  $1s(A_1)$ , имеют место лишь при одноосной деформации кристалла. При давлении в кристаллографическом направлении {111} переход 2s - 1s(A<sub>1</sub>) имеет заметное значение темпа при давлении от 100 до 150 бар и достигает значения порядка  $1.5 \times 10^9$  с<sup>-1</sup>; переход 3p<sub>0</sub> – 1s(A<sub>1</sub>) в диапазоне от 300 до 350 бар, при этом темп достигает значения ~4×10<sup>7</sup> с<sup>-1</sup>; переход  $2p_{\pm} - 1s(A_1)$  в диапазоне давлений от 0.9 - 1.4 кбар, и темп достигает значения ~ 2×10<sup>8</sup> с<sup>-1</sup>. Переходы в состояние триплета 1s(T) (в том числе в недеформированном Ge) при излучении TA фононов с волновыми векторами в окрестности Х точки зоны Бриллюэна происходят из высокоэнергетических состояний (главное квантовое число n≥5). Расчет роли этих переходов осложнен тем, что нет определенного состояния, из которого происходит переход, он осуществляются из бесконечного набора состояний, лежащих в полосе энергий около 0.5 мэВ под самым дном зоны проводимости. Однако можно сделать следующую оценку: вычислять темп из различных состояний, огибающая перехода волновых функций которых характеризуется различными квантовыми числами n, l, m на переходе в состояние 1s(T), интерполировать полученные значения для случая больших *n* и определить среднюю величину скорости перехода. Имеет смысл именно средняя величина, т.к. электрон в процессе релаксации не проходит через все состояния из этого пояска энергий, поскольку он слишком узкий. Электрон захватывается из зоны проводимости на любое из состояний в этом пояске, а затем следующим же актом излучения фонона (внутридолинного или междолинного) выходит из него. Максимальная вероятность перехода будет из состояний sтипа, переходы из других состояний p, f, h и т.д. будут по крайней мере на порядок медленнее. Поэтому можно ограничиться вычислением закономерности изменения вероятности при изменении *n* начального состояния только между состояниями s - типа. Были вычислены темпы переходов в состояние 1s(T) из 1s, 2s, 3s, 4s при одинаковых резонансных условиях, которые довольно гладко ложатся на монотонно спадающую зависимость темпа от *n*. При достаточно больших (n = 5, 6, 7, 8) темп начинает не очень сильно изменяться с изменением *n*, при этом его среднее значение имеет величину

около  $0.4 \times 10^9$  с<sup>-1</sup>, которую можно взять за оценку средней скорости междолинного перехода из рассматриваемой полосы состояний в состояние 1s(T). В сопоставлении со значениями скоростей других переходов [1-2] в n-Ge, полученное значение темпа является довольно существенным.

Полученные результаты можно перенести и на доноры сурьмы (Sb) в германии. В Ge:Sb роль таких процессов, по-видимому, должна быть более существенна из-за того что энергетический зазор между состояниями 1s(A) и 1s(T) всего ~0.5 мэВ, и переходы из высоковозбужденных состояний должны происходить не только в состояние 1s(T), но и в основное состояние донора 1s(A).

Таким образом, укорочение pump-probe отклика в эксперименте [1-2] при возбуждении состояния  $2p_{\pm}$ и вышележащих, может быть частично объяснено междолинными переходами из высоковозбужденных состояний в состояние 1s(T). При таком возбуждении вследствие нагрева кристалла излучением лазера происходит быстрое размытие функции распределения электронов по всем окрестным состояниям, в том числе лежащих по энергии выше возбуждаемого уровня, из которых потом возможен сброс носителей сразу в 1s(T) состояние при междолинным переходах с излучением коротковолновых фононов.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (соглашение № 18-42-520064)

- Жукавин Р.Х. *и др.* // Письма в ЖЭТФ, т.106, 555 (2017)
- Жукавин Р.Х. и др. // Письма в ЖЭТФ, т.110, 677 (2019)
- Bell R.J., Bousman W.T., Rathbum D.G. // Surf. Sci., V. 7, 293 (1967)
- Цыпленков В.В., Демидов Е.В., Ковалевский К.А., Шастин В.Н. // ФТП, т. 42, 1032 (2008)
- Цыпленков В.В., Ковалевский К.А., Шастин В.Н. // ФТП, т. 43, 1450 (2009).
- Jacoboni C., Reggiani L. // Rev. Mod. Phys., V. 55 (3), 645 (1983).

## Метод получения высококачественных гетероструктур дихалькогенидов переходных металлов

### А.В. Черненко<sup>1, \*</sup>, А.С. Бричкин<sup>1</sup>

1 Институт физики твердого тела РАН, ул. Академика Осипьяна, 2, Черноголовка, 142432

#### \*chernen@issp.ac.ru

Описывается метод «подъёма-переноса» создания многослойных структур на основе дихалькогенидов переходных металлов и гексагонального нитрида бора. Этот метод позволяет получать структуры более высокого качества, чем традиционный метод, благодаря минимизации контакта полидиметилсилоксана со слоями собираемых структур. Последнее проявляется в уменьшении количества пузырей на интерфейсах нитрид бора-дихалькогенид, характерных для традиционного метода.

### Введение

Создание высококачественных многослойных структур на основе дихалькогенидов переходных металлов (ДПМ) является актуальной темой современной физики Ван-дер-ваальсовых материалов [1]. Однако, монослои ДПМ быстро деградируют при контакте с атмосферой, что хорошо заметно при исследовании спектров их фотолюминесценции. Чтобы избежать деградации, моно- и гетерослои помещаются между слоями гексагонального нитрида бора hBN, толщина которых может варьироваться в широком диапазоне от 5-350 нм [1].

Наиболее распространенная технология создания инкапсулированных структур типа hBN - ДПМ hBN включает в себя три этапа: (i) отслаиваниеэксфолиацию слоёв чистого материала-ДПМ и hBN на плёнку полидиметилксилоксана (ПДМС) (іі) выбор наилучших «чешуек» - монослоёв ДПМ и слоёв hBN; очищение плёнки от лишнего материала, оставшегося после эксфолиации (iii) сборка гетероструктуры посредством последовательного переноса чешуек с ПДМС на подложку Этот метод широко используется для SiO<sub>2</sub>/Si. создания многослойных гетероструктур и подробно описан в литературе [1] Однако, сборка гетероструктур таким способом приводит появлению на интерфейсах пузырей с размерами от десятков нанометров до микронов [2].

Считается, что пузыри образуются в первую очередь из-за неизбежного загрязнения поверхностей переносимого материала контактом с ПДМС и из-за неконтролируемой деформации монослоёв при переносе с ПДМС на подложку. Пузыри нарушают однородность интерфейсов и ухудшают качество структур. Для устранения пузырей посредством минимизации контакта переносимых слоёв с ПДМС в работе [3] был предложен метод сборки графеновых структур, заключающийся в исполь-зовании для переноса слоя карбоната поли-пропилена (КПП), нанесённого на ПДМС. Чистота интерфейсов при сборке гетероструктур дости-гается отрывом чешуек от подложки SiO<sub>2</sub>/Si и переносе их на КПП или на другую чешуйку. Такая процедура позволяет избежать контакта с ПДМС.

### Методика и результаты

Техника «подъема-переноса», изначально предложенная для сборки гетероструктур из графена, была успешно применена нами для создания многослойных структур с монослоями ДПМ.

Процедура «подъема-переноса» при сборки гетероструктуры типа hBN-ДПМ -hBN включает в себя 4 этапа: (i) механическое отщепление тонкого слоя hBN и монослоя ДПМ и перенос их на подложку SiO<sub>2</sub>/Si (ii) подъем слоя hBN с подложки с помощью капли КПП и перенос его на монослой ДПМ (iii) отрыв слоя ДМП от подложки и его подъем вместе с hBN (iv) перенос получившейся структуры на другой слой hBN, нагревание и отрыв КПП от структуры на подложке.

Оказалось, что для надежной сборки гетероструктур удобнее использовать КПП в форме капли. В этом случае легче контролировать контакт КПП с hBN . Однако даже в этом случае из-за неидеальной формы капели КПП нужно было предварительно находить её точку контакта с hBN. Критически важным для успешной сборки структур оказался правильный выбор температуры на последнем этапе отделения структуры от КПП. Температура подложки не должна была превышать определенную, близкую к температуре плавления КПП  $\sim 180 \, \text{C}^0$ , иначе при подъёме часть капли осталась бы на гетероструктуре. В работе [4] следы КПП на гетероструктуре убирались растворителем, но наш опыт показал, что качество структур при этом ухудшается. Чтобы избежать этого, капля КПП с пробным слоем hBN опускалась на подложку и подбиралась температура, при которой hBN оставался на подложке, после этого выполнялся последний этап процедуры переноса.

Отметим, что помимо исключения контакта чешуек ДПМ с ПДМС, ещё одним преимуществом метода «подъема-переноса» является то, что они сначала переносятся на очищенную в кислородной плазме подложку SiO<sub>2</sub>/Si. В этом случае поверхность чешуек, ложащихся на подготовленную подложку, остаётся чистойю Кроме того, перенос на подложку позволяет отделить монослои от более толстых слоёв, поскольку толстые слои хуже абсорбируются на поверхности. Структуры hBN-WSe<sub>2</sub> -hBN, полученные методом «подъемапереноса» и традиционным методом, представлены на рис.1 а и б, соответственно. На структурах, полученных методом «подъема-переноса», пузыри не заметны, что указывает на высокое качество интерфейсов.

Тем не менее измерения фотолюминесцении, результаты которых показаны на рис.2, выявили умеренное улучшение качества структур, полученных методом «подъема-переноса». Оно проявляется в уменьшении неоднородного уширения линий фотолюминесцении. Возможно, это означает, что на интерфейсах по прежнему присутствуют пузыри малых размеров, не наблюдаемые визуально. Кроме того, качество структур зависит от других параметров, например таких, как толщина слоёв hBN и температурного режима. Эти вопросы требуют дополнительного изучения.



**Рис. 1** Гетероструктура hBN-WSe<sub>2</sub>-hBN, полученная а) традиционным способом. Черные точки- пузыри на интерфейсе б) гетероструктура, полученная методом «подъема-переноса». Пузыри в этом случае не заметны



**Рис. 2.** Спектры фотолюминесценции гетероструктуры hBN- WSe<sub>2</sub> -hBN, полученной методом «подъемапереноса» при T=2 К при разных уровнях накачки лазером с длиной волны 532 нм. Линия соответствует рекомбинации экситонов и трионов

- Kolobov A.V., Tominaga J. Two-Dimensional Transition-Metal Dichalcogenides (Berlin: Springer, 2016).
- Khestanova E., Guinea F., Fumagalli L. *et al.* // Nat Comm. 7, 12587 (2016).
- 3. Pizzocchero F., Gammelgaard L., Jessen B. *et al.* // Nat Comm. 7, 11894 (2016).
- 4. Purdie D.G., Pugno N.M., Taniguchi T. *et al.* // Nat. Comm. 9, 5387 (2018).

# Исследование влияния молекулярной формы мышьяка на процессы кристаллизации капельных структур индия

### Н.Е. Черненко<sup>1, \*</sup>, С.В. Балакирев<sup>1</sup>, М.М. Еременко<sup>1</sup>, О.А. Агеев<sup>1, 2</sup>, М.С. Солодовник<sup>1, §</sup>

<sup>1</sup> Институт нанотехнологий, электроники и приборостроения, Южный федеральный университет, ул. Шевченко, 2, Таганрог, 347922

<sup>2</sup> Научно-образовательный центр «Нанотехнологии», Южный федеральный университет, ул. Шевченко, 2, Таганрог, 347922

\*nchernenko@sfedu.ru, §solodovnikms@sfedu.ru

В работе представлены результаты экспериментальных исследования влияния молекулярной формы мышьяка (ди- и тетрамеры) на процессы кристаллизации капельных наноструктур In в технологии капельной эпитаксии. Было показано, что молекулярная форма мышьяка в процессе кристаллизации может существенным образом влиять на параметры кристаллических наноструктур InAs: плотность и однородность массива, размер и форму. Экспериментально показано, что снижение начального размера капельных наноструктур In приводит к улучшению воспроизводимости параметров наноструктур InAs.

### Введение

Капельная эпитаксия является одной из перспективных методик молекулярно-лучевой эпитаксии благодаря, в первую очередь, возможности получения полупроводниковых и гибридных наноструктур разнообразных типов и форм и, что немаловажно, в широком диапазоне условий и систем материалов.

К важным преимуществам метода также можно отнести возможность получения самоорганизующихся квантово-точечных структур с согласованных системах (например, AlGaAs/GaAs), что затруднительно при использовании иных методик и подходов. Тем не менее, несмотря на целый ряд преимуществ данной технологии ее активное использование по-прежнему весьма ограничена, во многом, по причине значительного числа управляющих параметров, зачастую связанных между собой, в том числе, неявным образом [1, 2]. Несмотря на активные исследования в этой области в последнее время, стадия кристаллизации, на которой происходит трансформация капельных наноструктур в кристаллические и которая во многом определяет конечные параметры структур, является практически малоизученной. Особенно это справедливо для рассогласованных систем, таких как InGaAs.

Целью данной работы было экспериментальное изучение влияния на параметры конечных наноструктур InAs/GaAs(001), синтезируемых по технологии капельной эпитаксии, такого параметра этапа кристаллизации как молекулярная форма мышьяка.

### Методика эксперимента

Экспериментальные исследования влияния молекулярной формы мышьяка на параметры самоорганизующихся наноструктур InAs/GaAs(001) проводились в два этапа. На первом методом капельной эпитаксии [1, 2] проводилось формирование массивов капельных наноструктур In при температурах положки 150°С и 300°С, эквивалентных толщинах осаждения 1,5 и 3 МС и скорости осаждения In, равной 0,25 МС/с. После завершения формирования капельных наноструктур In образцы экспонировались в потоке ди- или тетрамеров мышьяка в идентичных условиях. Молекулярная форма мышьяка в потоке определялась температурой зоны крекинга испарителя. Потоки мышьяка в обоих случаях были эквиваленты в пересчёте на число атомов и предварительно калибровались по фазовым переходам поверхностной структуры GaAs(001) во время роста буферного слоя с As- на Gaстабилизированную.

### Результаты

Сравнительный анализ полученных результатов показал, что использование потока тетрамеров мышьяка позволяет получать кристаллические наноструктуры InAs, коррелирующие по своим параметрам (размеру, плотностью) с их предшественниками – ансамблем капельных наноструктур In (рис. 1). Причем это справедливо во всем диапазоне рассматриваемых температур. Стоит отметить, что уменьшение исходного размера капельных наноструктур (снижение температуры формирования нанокапель) приводит к повышению корреляции
между параметрами исходного и конечного ансамблей наноструктур. Кроме того, также улучшается морфология наноструктур InAs и воспроизводимость их параметров.



Рис. 1. РЭМ изображения наноструктур InAs, полученных путем осаждения In при 150°C эквивалентной толщиной 3 МС с последующей кристаллизацией в потоке тетрамеров мышьяка (As<sub>4</sub>)

Так, для образцов, полученных при температуре подложке 300°С, когда минимальный начальный размер капель In составляет более 50 нм, формируются сложные кристаллические комплексы InAs, состоящие из субструктур различных типов. В то же время, в случае капельных структур, размер которых составляет 20 - 30 нм (температура роста  $150^{\circ}$ С), формируется массив квантовых точек InAs.



Рис. 2. РЭМ изображения наноструктур InAs, полученных путем осаждения In при 150°С эквивалентной толщиной 3 МС с последующей кристаллизацией в потоке димеров мышьяка (As<sub>2</sub>)

В случае использования димеров мышьяка ситуация имеет совершенно иной характер. С одной стороны, использование потока двухатомных молекул мышьяка приводит к образованию структур диаметром 20 - 50 нм во всем диапазоне рассматриваемых условий (рисунок 2). В то же время корреляция между параметрами ансамбля металлических нанокапель и конечными кристаллическими структурами практически не прослеживается ни по плотности, ни по размеру – вне зависимости от исходной плотности и начального размера структур после кристаллизации наблюдается примерно одна и та же картина. При этом разница между структурами InAs, полученными с использованием ди- и тетрамеров мышьяка, нарастает с увеличением температуры формирования.

#### Заключение

Таким образом, проведенные экспериментальные исследования показали, что молекулярная форма мышьяка оказывает значительное влияние на параметры ансамбля конечных кристаллических структур, получаемых с помощь капельной эпитаксии. Показано, что использование тетрамеров мышьяка позволяет улучшить корреляцию между массивами капельных (In) и кристаллических (InAs) наноструктур.

#### Благодарности

Исследование выполнено при финансовой поддержке Российского научного фонда (проект №19-79-10099). Результаты были получены с использованием оборудования Научно-образовательного центра «Нанотехнологии» Южного федерального университета.

- Balakirev S.V., Solodovnik M.S., Eremenko M.M., Konoplev B.G., Ageev O.A. // Nanotechnology, V. 30, 505601 (2019).
- Balakirev S.V., Solodovnik M.S., Ageev O.A. // Physica Status Solidi B, V. 255, 1700360 (2018).

## 2D квазикристаллы – структуры и свойства. Обзор

#### Л. А. Чернозатонский<sup>1,\*</sup>, В. А. Демин<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Институт биохимической физики РАН, ул. Косыгина, 4, Москва, 119333. \*chernol-43@mail.ru

Рассматриваются структуры и свойства недавно обнаруженных двумерных квазикристаллов. Об этих материалах заговорили после того, как была исследованы особенности атомной и электронной структур

С момента открытия икосаэдрического квазикристалла впервые в сплавах Al-M (M = Cr, Mn, Fe) [1] и несколько позже в сплавах Ni-Ti-V и Pd-U-Si [2] были обнаружены и исследованы квазикристаллы с 10- и 12-кратной вращательной симметрией [3]. Их трехмерная структура имеет дальний порядок, который несовместим (в отличие, например, от 4- или 6кратной симметрии) с дальнодействующей трансляционной симметрией - симметрией решеток Бравэ важным элементом классической кристаллографии.

О двумерных квазикристаллах заговорили после того, как была исследованы особенности атомной и электронной структур додекагонального графенового квазикристалла (GQC), полученного при наложении одного графена на другой, повернутый на 30° [4,5] - рис. 1. Электронно-микроскопическое (TEM) изображение квазикристалла с нанесенной схемой 12-кратной мозаики Стампфли показана на рис. 1а. Более простой метод выращенного на поверхности SiO<sub>2</sub> квазикристалла из молекулярносвязанных повернутых графеновых слоев был осуществлен путем химического осаждения паров (CVD) [6] – схема структуры и ~100 мкм образец приведены на рис. 16.

Наблюдаемое в фотоэмиссионных спектрах с угловым разрешением множество конусов Дирака, воспроизведенных с 12-кратной вращательной симметрией, выявили аномально сильное межслоевое взаимодействие с квазипериодичностью. Она проявляется и в появлении на «гладкой» кривой плотности электронных состояний (DOS) графена пиков (Рис. 1в), связанных с «уплощенными» ветвями спектра GQC, что проявляется в физических свойствах такого квазикристалла [4-7]. В работе [7] рассмотрена серия периодических аппроксимаций, воспроизводящих точно свойства GQD в конечной ячейке. Эффективная элементарной зонная структура квазикристалла графена, содержащая всего 2702 атома позволила описать появление новых точек Дирака, ширину запрещенной зоны в М точке и скорость Ферми, находящиеся в согласии с недавними экспериментами.



Рис. 1. (а) ТЕМ изображение GQC [4] с наложенной ST мозаикой [8] и схемой слоев на вставке; (б) схема проекции GQC и вид образца на подложке [9]; (в) точные аппроксимации с содержанием < 60000 атомов в элементарной ячейке биграфенов с углом 99.1-99.9°, сплошная линия - DOS первичного графена [6]; (г) ST элементы; (д) виды сбоку первичного GQC и образованного из него DQC (сверху), трансформированная мозаика симметрии 6-го порядка с выделенными кругами DQC; (е) DOS спектры DQC круглыми участками (≈1000 атомов) с центрами в кругах (д) [9]; (ж) атомная структура DQC аппроксиманта - Dn29 диамана на основе из свернутых под углом 29.4° графенов, где красные точки- C-C' атомы, связывающие слои, серые точки – H-атомы, желтые - «кресты» из H-C C-H и H'-C'-C'-H' комплексов, голубые кружки – в углах ЭЯ [10]



**Рис. 2.** (а) с QC-Та<sub>1.6</sub>Те кластер, (б) оптическое изображение отслоенного Та<sub>1.6</sub>Те двухмерного участка, выделенного черным кружком [12]; (в) ТЕМ-микроструктура расслоенного 2D декагонального QC - масштаб,500 нм; (г) НRTEM изображение чешуйки десятикратной симметриии, соответствующее изображение с быстрым преобразованием Фурье и ее схематическое изображение [13]

Свойства квазикристаллических состояний идентифицируются по спектру уровней Ландау и оптическим возбуждениям. Важно отметить, что эти результаты показывают, что предложенные аппроксимации могут быть использованы непосредственно для других слоистых материалов в сотовой решетке, а принципы проектирования могут быть применяется для любых квазипериодических несоразмерных структур. 2D мозаика Стампфли [8] составлена из набора трех элементов: ромба, треугольника, квадрата. Однако, как видно из Рис.1г, для трехмерной структуры биграфена и DQC эти элементы имеют толщину, и, соответственно, верхнюю и нижнюю поверхности, отличающиеся по своей атомной структуре. Хотя этот практически не сказывается на картине ARPS и дифрактограммах GQC. Фактически 6-кратная симметрия GQD проявляется на квази-алмазной структуре – квазикристалла диамана (DQC) [9], сформированной при полном гидрировании GQC и аналогичного гидрирования муаровых биграфенов [10]. При этом биграфен из дву-плоскостной превращается в гофрированную структуру DQC из sp3атомов углерода Рис.1д), как и аппроксимант Dn29 рисю 1ж, что усложняет структуру DOS пиков (ср. (е) и (в) на рис. 1). Еще в 80-90х на основе сплавов были получены слоистые структуры, в которых по (ТЕМ) нм изображениям и дифракционным картинам была выявлена их 2D квазикристаллическая структура. Так, например, Ванг и др. [11] нашли в Cr-Ni-Si и VNi-Si сплавах, получаемых при быстрой их кристаллизации, сопутствующую ортогональной 2D квазикристаллическую фазу с 8кратной симметрией из повернутого на 45° двойника. Однако отдельные 2D квазикристаллы из сплавов были получены и идентифицированы по электронным дифрактограмам только в 2020 году. В работе [12] были выделены близкая к составу Tal.6Te фаза двумерного додекаэдрального квазикристалла халькогенида (рис. 2) и его аппроксимант, обладающий слоистой перестраиваемой топологически нетривиальной зонной структурой.

Расчеты теории функционала плотности и анализ симметрии аппроксиманта кристаллической решетки с большой элементарной ячейкой квазикристалла Та<sub>21</sub>Те<sub>13</sub> показали наличие перестраиваемых слоев топологических зонных структур, ранее не наблюдавшихся в твердотельных квазикристаллических системах. Это исследование закладывает основу для изучения новых электронных состояний в квазипериодических низкоразмерных системах, интеграции квазикристаллов в гетероструктуры Ван-дер-Ваальса и взаимодействия между топологией, размерностью и симметрией. С использованием легко масштабируемой техники синтеза 2D металлических сплавов из их трехмерных квазикристаллических предшественников был получен 2D квазикристалл отслоением из Al<sub>66</sub>Co<sub>17</sub>Cu<sub>17</sub> сплава [5] – (рис. 2 в,г), при отшелушивании с помощью ультразвуковой обработки которого использовали растворитель DMF Гетероструктура WS2-2D декагональные QC слои были также синтезированы в том же растворителе с предварительно расслоенным WS<sub>2</sub>. В ней наблюдалась реакция выделения водорода при потенциале ~ 60 мВ и долговечность ее использования. Рассмотренные системы представляют собой первые демонстрации автономных 2D QC монослоев.

Работа выполнена в рамках гранта РФФИ (проект № 20-02-00558).

- 1. Shechtman D. et al. // Phys. Rev. Lett., 53, 1951 (1984).
- 2. You J.Q., Hu T.B. // Philosoph. Mag. Lett., 57, 195 (1987).
- 3. He L.X. et al. // J. Mat. Science Lett 7, 1284 (1988).
- 4. Ahn S.J. et al. // Science 361,782-786 (2018).
- 5. Yao W. et al. // PNAS 115, 6928 (2018).
- 6. Yu G., Wu Z., Zhan Zh., Katsnelson M.I., Yuan Sh. // npj Comp. Materials 5, 122 (2019).
- 7. Pezzini S. et al. // Nano Lett. 20, 3313 (2020).
- 8. Stampfli P. // Phys. Acta 59, 1260 (1986).
- 9. Chernozatonskii L., Demin V., Kvashnin D.G. // (submitted to npj Computational Materials 2021).
- Chernozatonskii L., Demin V., Kvashnin D. // APL 17, 253104, (2020).
- 11. Wang N., Chen H., Kuo K.H. // PPL 59, 1010 (1987)
- 12. Cain J.D. et al. // PNAS, 2020 117 (42) 26135-26140.
- 13. Yadav T.P. et al. // ACS Nano14, 7435 (2020).

## Влияние конструктивных и технологических особенностей на напряжение переключения низковольтных GaAs тиристорных структур, выращенных методом ГФЭ МОС

А.Б. Чигинева<sup>1, \*</sup>, Н.В. Байдусь<sup>1</sup>, С.М. Некоркин<sup>1, §</sup>, К.С. Жидяев<sup>1</sup>, В.Е. Котомина<sup>1</sup>, А.В. Ершов<sup>1</sup>, В.А. Токарев<sup>2</sup>, А.В. Крюков<sup>2</sup>, Д.И. Баклашов<sup>2</sup>

1 НИФТИ ННГУ им. Н.И. Лобачевского,603950, Нижний Новгород, просп.Гагарина, 23/3

<sup>2</sup> ФГУП «РФЯЦ-ВНИИЭФ», 607188, Нижегородская обл., Саров, просп. Мира, 37

\*chigineva@nifti.unn.ru, §nekorkin@nifti.unn.ru

Экспериментально исследованы низковольтные тиристорные GaAs структуры, выращенные методом МОС-гидридной эпитаксии. Показано влияние сульфидной пассивации, многоступенчатого профилирования мез, а также снижения лигатуры базовых слоев тиристорной структуры на величину напряжения переключения.

Тиристорные структуры на основе GaAs, выращенные методом МОС-гидридной эпитаксии (ГФЭ МОС), привлекают внимание исследователей с точки зрения создания низковольтных сильноточных ключей, применяемых, например, для решения проблемы генерации импульсов тока большой амплитуды в цепях с низкоимпедансной нагрузкой [1]. Ранее нами была показана возможность получения этим методом низковольтных тиристоров различных конструкций [2,3]. Было отмечено негативное влияние утечек по поверхностным состояниям GaAs, приводящее к неконтролируемому разбросу напряжения переключения (U<sub>прк</sub>) чипов. Настоящая работа посвящена исследованию влияния конструктивных и технологических особенностей изготовления GaAs тиристорных структур на их напряжение переключения.

#### Исследуемые образцы и методика эксперимента

Структуры выращивались методом ГФЭ МОС при пониженном давлении на подложках n<sup>+</sup>-GaAs (100). Структуры представляли собой четырехслойную np-n-p конструкцию из эпитаксиальных слоев GaAs:Si (n-тип) и GaAs:С (p-тип). Базовые области имели толщину (1,9 - 2) мкм, уровень легирования  $(2 - 3,5) \times 10^{16}$  см<sup>-3</sup>. Эмиттеры толщиной 0,3 мкм легировались до  $2 \times 10^{17}$  см<sup>-3</sup>. Общая толщина выращенных слоев составляла 5 мкм. С помощью фотолитографии и химического травления были изготовлены круглые мезаструктуры двух типов: одиночные и со сложным ступенчатым профилем. Одиночные мезы имели диаметр  $d \sim 2$  мм и глубину h = 0,6 мкм (от поверхности до п-базы) или 6 мкм (до подложки). Структуры второго типа (рис.1) изготавливались путем последовательного вытравливания трех мез: первая меза глубиной  $h_1 = 5,5$  мкм, диаметром  $d_1 = 4$  мм; вторая  $h_2 = 0,7$  мкм,  $d_2 = 2,7$  мм и третья  $h_3 = 0,3$  мкм,  $d_3 = 0,8$  мм. Далее из пластин выкалывались чипы размером  $5 \times 5$  мм<sup>2</sup> с одиночной или ступенчатой мезой на каждом.



**Рис. 1.** Схематическое изображение чипа со ступенчатыми мезами (d<sub>1</sub>, h<sub>1</sub> – диаметр и глубина первой мезы)

Часть чипов подвергалась химической обработке в перекисно-серном травителе (ПСТ) 1-2 сек., а также сульфидированию в растворе Na<sub>2</sub>S в изопропиловом спирте в течение 3-х минут при освещении лампой накаливания мощностью 200 Вт.

Исследовались вольтамперные характеристики (ВАХ) образцов в режиме источника напряжения. Для этого образец устанавливался в держатель с прижимным контактом сверху. Со стороны подложки на каждом чипе формировался точечный омический контакт путем вжигания оловянной фольги методом искрового разряда.

#### Результаты и обсуждение

На типичной ВАХ чипа с одной мезой до п-базы (глубиной 0,6 мкм) наблюдалось резкое возрастание тока при напряжении переключения U<sub>прк</sub> ~ 18 В. Вклад в нарастание тока может давать как объемная проводимость через тиристорную структуру, так и утечки по поверхностным состояниям. Для снижения негативного влияния поверхностных состояний на блокирующую способность тиристорных структур была проведена обработка образцов в ПСТ и сульфидирование. После травления в ПСТ напряжение переключения возросло до 29 В. Комбинированная обработка поверхности меза-структур (ПСТ + Na<sub>2</sub>S) привела к почти двукратному увеличению U<sub>прк</sub> = 32 В и уменьшению обратного тока на два порядка (от 10<sup>-5</sup> А до 10<sup>-7</sup> А при -20 В). Время проявления эффекта пассивации составляло 30 мин. и было достаточным для проведения быстрой диагностики образцов.

На чипах с одиночной мезой глубиной 6 мкм (до подложки) нарастание тока наблюдалось уже при  $U_{прк} < 10$  В. Поэтому были изготовлены и исследованы образцы с более сложной геометрией мез, глубины и диаметры которых выбирались таким образом, чтобы уменьшить токи утечки по поверхностным состояниям стенок мез. После травления каждой мезы измерялись ВАХ чипов и фиксировались  $U_{прк}$ . Оказалось, что усложнение топологии поверхности образцов повышает напряжение переключения в несколько раз (рис. 2). Применение сульфидной пассивации образцов позволило дополнительно повысить  $U_{прк}$  (рис. 2, кривая 4).

Такое изменение U<sub>прк</sub> сложнопрофилированной структуры может быть связано с отдалением от боковой поверхности мезы сильнолегированного контактного слоя (меза 3), что затрудняет проводимость по поверхностным состояниям. Кроме того, ступенчатый профиль мез в какой-то мере аналогичен фаскам [4], благодаря которым поверхностные электрические поля существенно ниже по сравнению с полями в объеме материала. В результате пробой коллекторного перехода однородно распределяется по объему и происходит при большем напряжении.



Рис. 2. Типичные ВАХ чипа со ступенчатым профилем мез: 1 – одна меза  $h_1$ ; 2 – две мезы:  $h_1$  и  $h_2$ , 3 – три мезы:  $h_1$ ;  $h_2$  и  $h_3$ ; 4 – три мезы и сульфидирование

Нами также исследовались выращенные методом ГФЭ МОС тиристорные GaAs структуры с разной степенью легирования базовых слоев. Снижение лигатуры до ~  $2 \times 10^{16}$  см<sup>-3</sup> в базах толщиной ~ 2 мкм приводило к росту U<sub>прк</sub> до 35 В. Дальнейшее снижение легирования до ~  $1,5 \times 10^{16}$  см<sup>-3</sup> привело к значительному уменьшению напряжения переключения (U<sub>прк</sub>  $\leq 10$  В). По-видимому, здесь играют роль ограничения, которые могут быть связаны как с особенностями GaAs (высокий уровень собственной излучательной рекомбинации, перепоглощение этого излучения в базах), так и с особенностями метода ГФЭ МОС (недостаточно низкий контролируемый уровень фонового легирования  $5 \times 10^{15}$  см<sup>-3</sup>).

Таким образом, в настоящей работе исследовано влияние конструктивных и технологических особенностей на напряжение переключения низковольтных тиристорных GaAs структур, выращенных методом ГФЭ МОС. Показана возможность повышения напряжения переключения с помощью сульфидной пассивации или создания ступенчатого профиля мез. Обнаружено, что повышение U<sub>прк</sub> при снижении лигатуры баз GaAs тиристорных структур, выращенных методом ГФЭ МОС, имеет пороговый характер.

- Slipchenko S.O. *et al.* // IEEE Transact. On Electron Devices, V.67, 193 (2020).
- Чигинева А.Б. *и др.* // XXIII Междунар. симпоз. «Нанофизика и наноэлектроника», Т.2, 874 (2019).
- Чигинева А.Б. и др. // XXIV Междунар. симпоз. «Нанофизика и наноэлектроника», Т.2, 794 (2020).
- Тейлор П. Расчет и проектирование тиристоров. М.: Энергоатомиздат, 1990. 208 с.

# Мезоскопическая квантовая когерентность и осцилляции Аронова-Альтшулера-Спивака в двумерном электронном газе гетероструктур AlGaN / AIN / GaN

### Н.К. Чумаков<sup>1</sup>\*, А.Б. Давыдов<sup>2</sup>, И.О. Майборода<sup>1</sup>, Л.А. Моргун<sup>2</sup>, С.Ю. Шабанов<sup>1</sup>. Д. Смирнов<sup>3</sup>, В.Г. Валеев<sup>1</sup>

<sup>1</sup> НИЦ «Курчатовский институт», пл. Академика Курчатова 1, Москва, 123182

<sup>2</sup> Физический институт им. П.Н. Лебедева Российской академии наук, Ленинский пр. 53, Москва, 119991 Россия

<sup>3</sup> 3National High Magnetic Field Laboratory, Tallahassee, USA

\*chumakov\_nk@nrcki.ru

Сообщается о наблюдении осцилляций Аронова-Альтшулера-Спивака (AAS) с периодом h/2e в двумерном электронном газе (2DEG) гетероструктур AlGaN / AlN / GaN. Магнитотранспортные исследования системы проведены в интервале температур 100 mK ÷ 300 K и магнитных полях B до 14 Tл, приложенных перпендикулярно плоскости 2DEG. В области слабой локализации обнаружено отрицательное магнитосопротивление величиной порядка 1%, переход от слабой локализации к слабой антилокализации происходит при B ≈ 0,005 Tл. Осцилляции магнитосопротивления, отчетливо наблюдаемые на фоне его плавного поведения, определяются пространственной неоднородностью конфайнмента 2DEG вблизи границы AlN / GaN и позволяют оценить ее характерные масштабы.

Гетероструктуры транзисторов с высокой подвижностью электронов (НЕМТ) из вюрцитных AlGaN/GaN систематически изучаются в последние десятилетия в интересах создания нового поколения мощной, высокотемпературной и микроволновой электроники. Причина - в их способности обеспечивать плотность тока, рабочие температуры, напряжение пробоя и частоты отсечки, значительно превышающие таковые у существующих систем на основе GaAs, Si и Ge [1]. В настоящей работе мы сообщаем о результатах исследования эффектов мезоскопической квантовой когерентности и, в частности, о наблюдении осцилляций магнитосопротивления Аронова-Альтшулера-Спивака в двумерном электронном газе гетероструктур AlGaN / AlN / GaN

#### Изготовление образцов

Нитридные гетероструктуры с 2DEG выращены на с-ориентированной сапфировой подложке в MBEсистеме SemiTeq STE3N, снабженной источником аммиака (NH<sub>3</sub>). Подробное описание всей процедуры роста можно найти в [2]. Для характеризации морфологии поверхности образцов был использован атомно-силовой микроскоп (ACM) NT-MDT Ntegra. Исследование поверхности пленки, произведенное на нескольких ее площадках размером  $10^{\circ} \times {}^{\circ}10^{\circ}$ мкм<sup>2</sup> показало ее однородность со среднеквадратичной шероховатостью менее 1,9°нм.

### Эксперимент и его результаты

Зависимости сопротивления от магнитного поля и температуры измерены в геометрии Холла и в схеме ван-дер-Пау в магнитных полях до 14 Тл, приложенных перпендикулярно плоскости 2DEG, в интервале температур 10 mK°÷°300 К.

Мы обнаружили, что температурная зависимость удельного сопротивления системы в отсутствии магнитного поля демонстрирует существенный рост с уменьшением Т ниже 120 К, характерный для эффекта Кондо, стандартное слаболокализационное поведение при Т ниже 50 К и кроссовер от слабой локализации (WL) к слабой антилокализации (WAL) при T < 3K (Рис. 1 (а)). В области слабой локализации обнаружено отрицательное низкотемпературное магнитосопротивление величиной порядка 1%, переход от WAL к WL имеет место при В  $\approx$  0,005 Тл.

В [3] данные этих экспериментов проанализированы в рамках многоканальной компенсированной модели Кондо для d<sub>0</sub>-магнитных материалов с учетом спин-орбитального взаимодействия.



**Рис. 1. (**а) Зависимость сопротивления 2DEG от магнитного поля. (б) Магнитосопротивление 2DEG после вычитания WL- и WAL-вкладов. (в) Фурье спектр магнитосопротивления 2DEG

Тщательное изучение низкотемпературного магнитосопротивления в области малых магнитных полей обнаруживает осцилляции магнитосопротивления Аронова-Альтшулера-Спивака [4] с периодом h/2e, происходящие на фоне его плавного поведения. На Рис. 1 (б) показано магнитосопротивление 2DEG гетероструктуры AlGaN/GaN при Т =0.2 К и T = 7.4 К после вычитания вкладов WL и WAL, в диапазоне магнитного поля от 0,005 до 0,05 Тл. В°этом диапазоне полей отчетливо наблюдаются осцилляции ААС с периодом по полю примерно 80 G, что соответствует половине кванта магнитного потока на сечение среднего проводящего контура, и амплитудой  $\Delta R = 0,1$  Ом, или 33.9·10-6 h/e<sup>2</sup> в терминах максимального универсального металлического сопротивления.

Том 2

Эти осцилляции являются результатом интерференции волновых функций носителей заряда на траекториях, связанных друг с другом обращением времени. В отличие от осцилляций проводимости Ааронова-Бома они не усредняются до нуля; как и ожидалось, их амплитуда уменьшается с увеличением магнитного поля, а осцилляции более размыты по сравнению с наблюдаемыми в строго периодических в пространстве проводящих сетках. [5].

Эффект ААС позволяет связать структуру интерфейса НЕМТ в реальном пространстве с неоднородностью конфайнмента 2DEG вблизи интерфейса AlN / GaN и оценить ее характерные масштабы. Наличие множества гармоник, наблюдаемых в Фурье-спектре, представленном на рис. 1 (в), отражает распределение площадей поперечного сечения проводящих путей, выбранных электронами 2DEG, локализованными вблизи границы раздела AlN/GaN исследуемой гетероструктуры. Средний характерный размер наиболее вероятного замкнутого пути вдоль рельефа удерживающего потенциала 2DEG соответствует, по нашим оценкам, приблизительно 510 нм. Следует отметить, что это значение не противоречит данным ARPES [2], где наблюдалось равномерное распределение плотности электронов 2DEG, поскольку латеральное разрешение детектора ARPES порядка 50 мкм.

Работа частично выполнена на оборудовании ресурсного центра электрофизических методов Национального исследовательского центра «Курчатовский институт», а также в National High Magnetic Field Laboratory, Tallahassee, FL 32310, USA. Низкотемпературные измерения производились в ЦКП ФИАН. Работа частично поддержана грантами Российского фонда фундаментальных исследований (проекты # 19-07-01090А и # 20-07-00813А).

- Ajayan J., Nirmal D. (eds.) Handbook for III-V high electron mobility transistor technologies (New York: CRC Press, Taylor & Francis, 2019).
- Lev L.L., Maiboroda I.O., Husanu M.-A. *et al.* // Nature Communications, V. 9, article number: 2653, 1 (2018).
- Чумаков Н.К., Черных И.А.,. Давыдов А.Б *и др.* // Физика и техника полупроводников, 54 (9) 962 (2020).
- Альтшулер Б.Л., Аронов А.Г., Спивак Б.З. // Письма в ЖЭТФ, 33, 101 (1981)
- Schopfer F., Mallet F., Mailly D., Texier C., Montambaux G., Bäuerle C., Saminadayar L. // Physical Review Letters, 98, 026807 (2007).

## Влияние поверхности на спектр электронного парамагнитного резонанса примесных центров в алмазных частицах

### А.И. Шамес<sup>1\*</sup>, В.Ю. Осипов<sup>2</sup>, Г.Г. Зегря<sup>2\$</sup>, Д.М. Самосват<sup>2</sup>, А.Я. Вуль<sup>2</sup>

1 Департамент Физики, Университет им. Бен-Гуриона в Негеве, Беэр-Шева 8410501, Израиль

<sup>2</sup> ФТИ им. А. Ф. Иоффе РАН, ул. Политехническая, д.26, Санкт-Петербург, 194021

\*sham@bgumail.bgu.ac.il, §zegrya@theory.ioffe.ru

В работе рассмотрено влияние границы раздела на спектр электронного парамагнитного резонанса (ЭПР) примесных парамагнитных центров, образуемых атомами азота в кристаллических частицах алмаза. Экспериментально показано, что при уменьшении размеров алмазной частицы исчезает сверхтонкая структура (СТС) спектра ЭПР, обусловленная взаимодействием неспаренного электрона с ядрами атомов азота. Причиной такого качественного изменения спектров ЭПР примесных центров, является косвенное обменное взаимодействие электронов объемных центров, что приводит к взаимодействию ядерных спинов. Ядерно-ядерное взаимодействие приводит к подавлению СТС спектра ЭПР.

#### Введение

Развивающиеся в последнее десятилетие нанотехнологии обусловили резкое возрастание интереса к углеродным частицам нанометрового размера, среди которых все более заметное место занимают наноразмерные частицы алмазов (НА) [1]. Оказалось, что при уменьшении размеров алмазных микрокристаллов, содержащих парамагнитные центры типа «азот замещения» N<sub>s</sub><sup>0</sup> или P1, наблюдается радикальные изменения спектров ЭПР [2].

#### Эксперимент

Экспериментально показано (рис. 1), что по мере уменьшения среднего размера частиц поликристаллического образца были обнаружены одинаковые частотно-независимые изменения спектров ЭПР: последовательное уменьшение вклада исходного сигнала Р1 центров с хорошо разрешенной сверхтонкой структурой (СТС), увеличение вклада в результирующий спектр ЭПР широкого синглетного сигнала, появление нового узкого синглетного сигнала с тем же g-фактором, что и у широкого, и последовательное увеличение вклада узкого сигнала в результирующий спектр ЭПР.

#### Механизм подавления СТС

Хорошо известно, что возникновение СТС связано с магнитным взаимодействием спинов электрона и ядра примесного центра. Предлагаема модель объясняет подавление СТС усреднением действием ядерных спинов парамагнитных центров, расположенными в объеме наночастицы. Как известно [3], для крупных алмазных частиц, основными взаимодействиями между спинами электронов парамагнитных центров, являются спин-спиновое и обменное взаимодействия, а также сверхтонкое взаимодействие между спинами электрона и ядра, приводящее к СТС спектра ЭПР.

При уменьшение геометрических размеров алмазной частицы, появляется и становится определяющим косвенное обменное взаимодействие между парамагнитными центрами в объеме частицы с участием парамагнитных центров в поверхностном слое. Исходя из нашей модели, необходимо сравнить энергии всех электрон-электронных взаимодействий с характерной энергией сверхтонкого взаимодействия.

Можно показать, что спин-спиновое и обменное взаимодействия слабы по сравнению со сверхтонким взаимодействием [4]. Оценим величину косвенного обменного взаимодействия. Как видно на рис. 2, в нашей системе можно выделить два типа парамагнитных центров: объемные и поверхностные. В нашей модели, Р1 центры рассмотрены в рамках модели потенциала нулевого радиуса. Энергетический уровень электрона на поверхностном центре выталкивается наверх вследствие влияния границы и может выходить в разрешенную зону. Поэтому, волновая функция электрона поверхностного центра становится делокализованной. Это приводит к возможности обменного взаимодействия между поверхностным и объемным центрами, что, в свою очередь, приводит к возможности косвенного обменного взаимодействия между объемными центрами (1,2) с участием делокализованного электрона поверхностного центра. Взаимодействие ядерных спинов осуществляется аналогично процессу резонансного взаимодействия электронов по механизму Ферстера [5], при этом переносчиком такого взаимодействия служит косвенное обменное взаимодействие электронов (1 и 2) (см. рис. 2,3.).



Рис. 1. ЭПР спектры поликристаллических алмазов с частицами разных размеров, зарегистрированные в Хдиапазоне (9.417 ГГц). Средние размеры частиц в образцах: 100 мкм (черная линия), 86 нм (красная линия) и частицы 18 нм (зеленая линия)



**Рис. 2.** Косвенное обменное взаимодействие (пунктир) между электронами объемных центров (1,2) через делокализованные состояния поверхностных центров (3).



**Рис. 3.** Резонансное взаимодействие парамагнитных центров (1,2). Пунктир – косвенное обменное взаимодействие, которое является его переносчиком

На рис. 4 представлены зависимости рассчитанных энергий взаимодействий, в зависимости от размера частицы НА, в предположении того, что содержание поверхностных электронов, сопоставимо или превосходит содержание объемных центров P1 (~150 ppm).

Энергия косвенного обменного взаимодействия рассчитывалась во втором порядке теории возмущений по аналогии с процессом РККИ (Рудерман-Киттель-Касуя-Йоисида) [6] с учетом суммирования по всем состояниям с функцией распределения Ферми-Дирака при T=300K.



**Рис. 4.** Зависимости энергий основных взаимодействий от размера наноалмаза.

Критический радиус алмазной частицы определяется равенством энергий косвенного взаимодействия ядерных спинов и энергии сверхтонкого взаимодействия, дает значение ~70 нм, что хорошо согласуется с экспериментальными данными.

- Mochalin V.N., Shenderova O., Ho D., Gogotsi Yu. // Nat. Nanotechn., 7, 11-23, (2012).
- Panich A.M., Sergeev N.A., Shames A.I., Osipov V.Yu., Boudou J-P., Goren S.D. // J. Phys.: Condens Matter (2015), 27(7) 072203-1-072203-7.
- 3. Вертц Дж., Болтон Дж. Теория и практические приложения метода ЭПР. М.: Мир, 1975.
- 4. arXiv:1912.06330 [cond-mat.mes-hall]
- Förster T. // Annalen der Physik (in German). 437 (1-2): 55-75. (1948).
- Ruderman M.A., Kittel C., Indirect // Phys. Rev., 96, 1, 99 (1956).

### Оптическая ориентация экситонов в непрямозонных квантовых точках

### Т.С. Шамирзаев<sup>1,2\*</sup> J. Rautert<sup>3</sup>, Д. Р. Яковлев<sup>3,4</sup>, М. Bayer<sup>3,4</sup>

<sup>1</sup>Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова СО РАН, пр. Академика Лаврентьева, 13, Новосибирск, 630090

<sup>2</sup> Новосибирский государственный университет, ул. Пирогова, 2, Новосибирск, 630090

<sup>3</sup> Experimental Physics 2, TU Dortmund University, Dortmund, 44221, Germany

<sup>4</sup> ФТИ им. А.Ф.Иоффе, ул. Политехническая 26, С.-Петербург, 194021, Россия

\*tim@isp.nsc.ru

Неравновесная спиновая заселенность экситонов в непрямозонных (In,AI)As/AIAs квантовых точках (КТ) первого рода возможна при селективном возбуждении циркулярно-поляризованным светом в прямозонное возбужденное состояние. Подавление анизотропного обменного взаимодействия между электроном и дыркой, находящихся в разных точках зоны Бриллюэна блокирует смешивание спиновых состояний экситона с проекциями момента ±1 в таких КТ. Степень поляризации ФЛ КТ определяется взаимодействием спина электрона с магнитными полями Оверхаузера, обусловленными флуктуациями ядерных спинов в КТ.

#### Введение

Оптическая ориентация – передача углового момента циркулярно-поляризованного фотона при его поглощении электрон-дырочной паре, является удобным методом для создания неравновесной спиновой заселенности при изучении спиновой динамики электронных возбуждений в прямозонных полупроводниковых материалах и гетероструктурах [1]. К сожалению, смешивание оптически активных экситонных состояний, характеризующихся проекциями момента  $\pm 1$ , за счет анизотропного обменного взаимодействия ограничивает использование оптической ориентации для изучения их спиновой релаксации в прямозонных квантовых точках (КТ).

В данной работе мы демонстрируем, что подавление обменного взаимодействия между электроном и дыркой, локализующихся в разных точках зоны Бриллюэна в непрямозонных КТ [2] приводит к оптической ориентации спина экситонов при селективном возбуждении в прямозонное возбужденное состояние КТ. Анизотропное обменное расщепление в непрямозонных КТ (In,Al)As/AlAs первого рода не превышает  $4 \times 10^{-8}$  эВ.

#### Методика эксперимента

Исследуемые структуры были выращены методом молекулярно-лучевой эпитаксии на полуизолирующих подложках GaAs с ориентацией (001). Структуры содержали двадцать слоев КТ, разделенных слоями AlAs толщиной 20 нм. КТ формировались в течение 40 с при температуре подложки 525°C. Но-

минальная толщина осажденного InAs составляла 2.5 монослоя. Покровный слой GaAs толщиной 5 нм формировался поверх структуры для предотвращения окисления AlAs.



Рис. 1. (а) Энергетический спектр (In,AI)As/AIAs КТ в зависимости от размера. (b) Спектр ΦЛ (In,AI)As/AIAs при нерезонансном возбуждении ħω=3.49 эВ

Фотолюминесценция (ФЛ) возбуждалась излучением Ti:sapphire лазера с плотностью мощности 15 BT/см<sup>2</sup> и регистрировалась фотоэлектронным умножителем с GaAs фотокатодом, работающем в режиме время-коррелированного счета фотонов. Том 2

Степень циркулярной поляризации ФЛ определялась как  $\rho_c = (I^+ - I^-)/(I^+ + I^-)$ , где  $I^{+/-}$  интенсивности  $\sigma^{+/-}$  поляризованных компонент ФЛ.

#### Результаты и выводы

В КТ большого размера нижний электронный уровень принадлежит  $\Gamma$  минимуму зоны проводимости. С уменьшением размера КТ состояние электрона в  $\Gamma$  минимуме зоны проводимости смещается значительно сильнее, чем состояние электрона в X минимуме, как это видно на рис. 1(а). Это приводит к тому, что при некотором размере КТ, значение которого зависит от состава (In,Al)As, уровни электронов, принадлежащие  $\Gamma$  и X минимума зоны проводимости, пересекаются, и состояние  $X_{XY}$  минимума становится нижним, а состояние  $\Gamma$  возбужденным электронным состояние в КТ [2-4].

Спектр низкотемпературной (5 К) ФЛ структуры с КТ, измеренный при нерезонансном возбуждении, показан на рис. 1b и содержит полосы WL, связанные с рекомбинаций экситонов в смачивающем слое и широкую полосу, обусловленную рекомбинацией экситонов в ансамбле, содержащем прямозонные и непрямозонные КТ [3]. При селективном возбуждении циркулярно-поляризованным светом непрямозонных КТ в спектрах ФЛ появляется серия полос с шириной много меньшей, чем ширина полосы, причем излучение циркулярно-поляризовано.



Рис. 2. Зависимость степени поляризации ФЛ (In,AI)As/AIAs KT от напряженности продольного (Faraday) и поперечного (Voigt) магнитного поля при возбуждении в режиме оптической ориентации

Зависимости степени циркулярной поляризации  $\Phi Л \rho_c(B)$  от напряженности продольного и поперечного магнитного поля приведены на рис. 2. В поперечном магнитном поле наблюдается эффект Ханле, т.е. степень циркулярной поляризации  $\Phi Л$  уменьшается от 30% до нуля в полях несколько миллитесла.

В продольном магнитном поле поляризация восстанавливается от 30% до 89%. Форма кривых Ханле и восстановления поляризации описывается кривой Лоренца, а их ширины ( $B_N$ ) равны нескольким миллитесла и не зависят от температуры вплоть до 40 К. Постоянство ширин этих кривых в широком диапазоне температур позволяет сделать вывод о том, что при низких температурах спиновая релаксация спин-поляризованых электронов в КТ определяется сверхтонким взаимодействием со спинами ядер.

Оптическая ориентация ФЛ непрямозонных КТ свидетельствует о том, что поле Оверхаузера разрушает анизотропное обменное смешивание экситонных состояний с проекциями момента ±1 ( $\delta_1$ ). Следовательно, мы можем оценить величину  $\delta_1$  как:  $\delta_1 < B_N \mu_B g_{ex}/2$ , где  $\mu_B$  магнетон Бора, а  $g_{ex}$  - g фактор экситона [2]. С учетом того, что  $g_{ex} = 0.43$  [4] анизотропное обменное расщепление оптически активных экситонных состояний в непрямозонных КТ (In,Al)As/AlAs первого рода не превышает  $4 \times 10^{-8}$  эВ.

Работа выполнена при финансовой поддержке Deutsche Forschungsgemeinschaft via the Project No. 409810106 и РФФИ (проекты № 19-02-00098 и 19-52-12001).

- 1. Optical Orientation. ed. by F. Meier, B.P. Zakharchenya (North Holland, Amsterdam 1984)
- 2. Rautert J. et al // Phys. Rev. B 99, 195411 (2019).
- Shamirzaev T.S. *et al* // Phys. Rev. B 78, 085323 (2008).
- 4. Debus J. et al // Phys. Rev. B 90, 125431 (2014).

## Спиновая динамика экситонов в квантовых ямах (In,AI)(Sb,As)/AIAs

### Т.С. Шамирзаев<sup>1,\*</sup>, А.К. Бакаров<sup>1</sup>, Д.Р. Яковлев<sup>2,3</sup>, М. Bayer<sup>2,3</sup>

<sup>1</sup> Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова СО РАН, пр. Академика Лаврентьева, 13, Новосибирск, 630090

<sup>2</sup> Experimental Physics 2, TU Dortmund University, Dortmund, 44221, Germany

<sup>3</sup> ФТИ им. А.Ф.Иоффе, ул. Политехническая 26, С.-Петербург, 19402

\*tim@isp.nsc.ru

Изучалась спиновая динамика экситонов в непрямозонных квантовых ямах (KЯ) (In,AI)(Sb,As)/AIAs. Установлено, что КЯ имеют энергетический спектр первого рода. Наведенная продольным магнитным полем циркулярная поляризация фотолюминесценции (ФЛ) неожиданно не превышает 25% и имеет знак, противоположный знаку наведенной полем поляризации ФЛ в (Ga,AI)(Sb,As)/AIAs КЯ.

#### Введение

Для изучения спиновой динамики спиновую систему, необходимо вывести из равновесия и создать неравновесную заселенность спиновых состояний. Удобным методом для создания неравновесной спиновой заселенности является нерезонансное возбуждение неполяризованным светом расщепленных продольным магнитным полем состояний экситонов. При больших (по сравнению с термической энергией kT) величинах Зеемановского расщепления (E<sub>z</sub>) одинаковая заселенность экситонных состояний с различными проекциями спина, обеспечивающаяся при таком возбуждении, соответствует термодинамически неравновесному распределению. С течением времени процессы спиновой релаксации, стремятся привести заселенности экситонных состояний в соответствие с равновесным (больцмановским) распределением. Стремление спиновой системы к равновесию сопровождается появлением циркулярной поляризации фотолюминесценции (ФЛ). При условии E<sub>z</sub> >> kT максимальная степень поляризации ФЛ определяется отношением времени жизни экситона  $(t_r)$  к времени спиновой релаксации ( $t_s$ ) и при условии  $t_r >> t_s$  стремится к 100% [1].

В работе показано, что в непрямозонных узких квантовых ямах (КЯ) (In,Al)(Sb,As)/AlAs не смотря выполнение условия  $E_z >> kT$  и большие времена  $t_r$  (сотни микросекунд), заметно превышающие времена спиновой релаксации электронов и дырок (единицы микросекунд) [2], наведенная магнитным полем циркулярная поляризация ФЛ (МЦП) не превышает 25%.

#### Образцы

Квантовая яма выращивалась методом молекулярно лучевой эпитаксии на GaAs подложках ориентации (001) при температуре 500°С. Структура AlAs/InSb/AlAs содержала слой InSb с номинальной толщиной 0,25 монослоя. Перемешивание материалов в процессе роста приводит к формированию КЯ из четвертного твердого раствора (In,Al)(Sb,As)/AlAs [3].

#### Результаты и обсуждение

В работе [3] было показано, что КЯ, формирующиеся в гетеросистеме InSb/AlAs могут иметь энергетический спектр, как первого, так и второго рода. Метод определения типа энергетического спектра в КЯ с флуктуациями структуры гетерограниц был предложен в работе [4]. В этой работе было показано, что зависимость сдвига положения максимума полосы ФЛ (hv) при изменении плотности мощности возбуждения от  $P_0$  до  $P_{ex}$  в таких структурах в общем случае описывается выражением:

$$hv(P_{ex}) - hv(P_0) = (U_e + U_h) \times ln(P_{ex}/P_0) + b \times (P_{ex}/P_0)^{1/3},$$

где U<sub>e</sub> и U<sub>h</sub> - глубина Урбаховских хвостов плотности состояний для электронов и дырок, соответственно, а b - варьируемый параметр. Логарифмическое слагаемое описывает влияние заполнения состояний в КЯ как первого, так и второго рода. Второе слагаемое учитывает изгиб зон с ростом концентрации носителей заряда в КЯ второго рода и зануляется в КЯ первого рода. Зависимость максимума полосы ФЛ при различных плотностях мощности возбуждения для  $P_0 = 5 \times 10-2$  BT/см<sup>2</sup> имеет вид hv( $P_{ex}$ ) - hv( $P_0$ ) =7×ln( $P_{ex}/P_0$ ) мэВ, следовательно, гетероструктуры имеют имеет энергетический спектр первого рода. В продольном магнитном поле ФЛ становится циркулярнополяризованной, как это видно на рис.1.



**Рис. 1.** Стационарные спектры ФЛ КЯ (In,Al)(Sb,As)/AlAs, измеренные в циркулярных поляризациях  $\sigma^+$  и  $\sigma^-$ 

Интенсивность  $\sigma^+$  компоненты ФЛ превышает интенсивность  $\sigma^-$  компоненты, т.е.,  $P_c$  положительна. Это неожиданный результат, поскольку для всех других исследованных тонких нами ранее КЯ, как первого (Ga,Al)(Sb,As)/AlAs [5], (In,Al)As/AlAs, так и второго GaAs/AlAs [6] рода наведенная полем циркулярная поляризации была отрицательна.

Зависимость степени циркулярной поляризации Р<sub>с</sub> от напряженности магнитного поля в геометрии Фарадея приведена на Рис.2. Степень поляризации увеличивается с ростом напряженности магнитного поля и насыщается на уровне 23% процентов в поле 6 Тл. Низкое значение степени поляризации насыщения, также неожиданное наблюдение. Действительно, измерение время разрешенной ФЛ показывает, что затухание ФЛ в исследуемой КЯ длится в течение сотен микросекунд, а степень циркулярной поляризации достигает максимального значения уже через 2 микросекунды после окончания импульса возбуждения. Поскольку Зеемановское расщепление экситонных состояний в КЯ заметно превышает температуру E<sub>z</sub> >> kT, мы ожидали, что значение Р<sub>с</sub> будет близко к 100%, аналогично наблюдаемому для КЯ GaAs/AlAs [6].



Рис. 2. Зависимость степени циркулярной поляризации ФЛ от напряженности магнитного поля в геометрии Фарадея (B||z)

#### Выводы

Показано, что в тонкие непрямозонные квантовые ямы (In,Al)(Sb,As)/AlAs имеют энергетический спектр первого рода. Длительность рекомбинации экситонов при гелиевых температурах составляет сотни микросекунд, в то время спиновой релаксации не превышает единиц микросекунд. Обнаружено, что степень наведенной магнитным полем циркулярной поляризации ФЛ подавлена, т.е. заметно меньше, чем для тонких КЯ, формирующихся в гетеросистеме GaAs/AlAs [6]. Работа выполнена при финансовой поддержке Deutsche Forschungsgemeinschaft via the Project No. 409810106 и РФФИ (проекты № 19-02-00098 и 19-52-12001).

- 1. Шамирзаев Т.С. // ФТТ, Т.60, 1542 (2018).
- Shamirzaev T.S. *et al.* // Physical Review B V. 96, 035302 (2017).
- 3. Абрамкин Д.С. *и др. //* ФТП, Т.52, 1289 (2018).
- Abramkin D.S. *et al.* // J. Appl. Physics, V.123, 115701 (2018).
- Shamirzaev T.S. *et al.* // Physical Review B, V.102, 165423 (2020)
- Shamirzaev T. S. *et al.* // Physical Review B, V.96, 035302 (2017).

## Широкий кремниевый субмикронный металл-оксид-полупроводник транзистор с зависимым контактом к карману

### Т.А. Шоболова<sup>1,&</sup>, А.С. Мокеев <sup>1</sup>, С.Д. Рудаков<sup>1</sup>, Е.Л. Шоболов<sup>1,#</sup>, С.В. Оболенский <sup>2,\*</sup>

<sup>1</sup> Филиал ФГУП «РФЯЦ-ВНИИЭФ» НИИИС им. Ю.Е.Седакова, ул. Тропинина, 47, Нижний Новгород, 603137

<sup>2</sup> ННГУ им.Н.И.Лобачевского, проспект Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950

§ shobolova.ta@mail.ru, # shelv@inbox.ru, \*obolensk@rf.unn.ru

В работе приведены результаты 2D численного моделирования распределения электрического поля горизонтальных МОП – транзисторов на структурах «кремний на изоляторе» с совмещенным с истоком контактом, с минимальным топологическим размером 350 нм. Предложена самосовмещенная технология изготовления транзистора с зависимым контактом, позволяющая изготавливать широкие транзисторы с двухслойным поликремниевым затвором, обладающими меньшим значением напряженности электрического поля в подзатворном диэлектрике и большим напряжением его пробоя.

#### Введение

К интегральным схемам (ИС), входящим в состав аппаратуры специального назначения, работающей в условиях воздействия внешних факторов (механических, климатических, специальных), предъявляются особые требования наиболее значимым из которых: уровень спецстойкости, миниатюризация, быстродействие, высокая надежность, малое энергопотребление, широкий диапазон рабочих температур и другие.

В данной работе описан способ изготовления оригинального транзистора с двухслойным затвором и зависимым контактом к карману, который позволяет получать широкие транзисторы (см.рис.1). Первый слой поликремния используется как маска для формирования «охранных колец» транзистора и способствует увеличению толщины слоя оксида

кремния между вторым поликремнием и карманом транзистора, уменьшая паразитную емкость затворкарман [1].

#### Физико-топологическая модель транзисторов

МОП-транзистор с совмещенным с истоком контактом к карману с двухслойным поликремниевым затвором обладает лучшими характеристиками, чем

аналогичный классический транзистор. Транзистор с двухслойным поликремниевым затвором является более надежным, скоростным и спецстойким [2].



**Рис. 1.** Схематическое изображение поперечных сечений МОП-транзисторов: а) с однослойным поликремниевым затвором; б) с двухслойным поликремниевым затвором, где 1 – кремниевая подложка, 2 – слой захороненного оксида кремния, 3 – щелевая изоляция (оксид кремния), 4 – поликремниевая шина классического транзистора, 5 – р-карман n-MOП, 6 – n-карман p-MOП, 7 – p+охрана n-MOП, 8 – первый слой поликремниевого затвора неклассического транзистора, 9 – второй слой поликремниевого затвора или поликремниевая шина неклассического транзистора, 10 – n+охрана p-MOП. Выделены – проблемные области транзисторов



**Рис.** 2. Распределение напряженности электрического поля в а) транзисторе с однослойным затвором; б) транзисторе с двухслойным затвором

Повышенная надежность такого транзистора связна с уменьшением напряженности электрического поля в верхних углах кремниевого островка и в подзатворном диэлектрике. Для подтверждения вышесказанного утверждения об уменьшении напряженности электрического поля в транзисторе с двухслойным поликремниевым затвором были смоделированы 2D структуры транзисторов (рис. 2) в квазигидродинамическом приближении с использованием системы уравнений Пуассона, непрерывности, баланса энергии и импульса носителей заряда, выражения для плотностей токов и потоков энергии электронов и дырок, где на контакт затвора транзистора (верхний) подавалось напряжение V = 1 B, на контакт кармана (нижний) – напряжение V = 0 B.

Для визуализации отличия распределения напряженности поля в транзисторах, приведенных на рисунке 3, рассмотрим распределение напряженности поля в подзатворном диэлектрике, на расстоянии 4Å от поверхности кремниевого островка при напряжении на поликремниевой шине 1В, а на кармане транзистора 0 (рис. 3). Кремниевый островок моделировался шириной 1 мкм и располагался при 0<x<1.

Напряжение пробоя подзатворного диэлектрика классической структуры транзистора в 4 раза ниже напряжения пробоя подзатворного диэлектрика транзисторной структуры с двухслойным поликремниевым затвором. Таким образом, очевидно, что оригинальный транзистор является более надежным, чем классический транзистор.



Рис. 3. Распределения напряженности поля в подзатворном диэлектрике транзисторов: 1 – с однослойным поликремниевым затвором; 2 – с двухслойным поликремниевым затвором

#### Заключение

В ходе данной работы был рассмотрен транзистор на КНИ с двухслойным поликремниевым затвором. С помощью математического моделирования в САПР ТСАД показано преимущество транзистора с двухслойным поликремниевым затвором над аналогичным транзистором с однослойным поликремниевым затвором. Такие транзисторы вследствие уменьшения напряженности электрического поля в верхних углах кремниевого островка и подзатворном диэлектрике, являются более надежными. Вследствие использования охранной области транзистора - являются более спецстойкими. Технология использования двухслойного поликремниевого затвора способствует уменьшению паразитной емкости «затвор-карман» и как следствие - увеличение быстродействия транзистора.

В статье также предложен способ изготовления широкого транзистора КНИ с совмещенным с истоком контактом к подложке с двухслойным поликремниевым затвором. Данный транзистор не только обладает вышеперечисленными преимуществами над классическим транзистором, но, вследствие модифицирования контакта к карману, позволяющему формировать более двух контактов к карману на области истока, но и имеет более широкую область использования. Предложенный способ формирования контактов к карману позволяет варьировать ширину транзистора от 10 квадратов до 100 включительно.

- 1. Патент US 6960810 B2, P.Fechner, Honeywell International Inc., Self-aligned body tie for a partially depleted SOI device structure, 2005.
- Патент US 6154091 A, H01L, J.P. Pennings, G.E. Smith, M.H. Wood, SOI sense amplifier with body contact structure, 1999.

### Многослойные структуры на основе модуляции sp<sup>2</sup>/sp<sup>3</sup>-гибридизации углерода в PECVD DLC

### П.А. Юнин<sup>1,\*</sup>, А.И. Охапкин<sup>1</sup>, М.Н. Дроздов<sup>1</sup>, М.А. Вшивцев<sup>2</sup>

<sup>1</sup> Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, д. 7, д. Афонино, Нижегородская обл., Кстовский район, 603087

<sup>2</sup> НГТУ им. Р.Е. Алексеева, ул. Минина, д. 24, г. Нижний Новгород, 603950

\*yunin@ipmras.ru

В данной работе демонстрируется способ получения многослойных структур на основе DLC на кремнии и алмазе, состоящих из чередующихся слоев с различным содержанием «алмазной» и «графитовой» фракций углерода. Управление соотношением sp<sup>2</sup>/sp<sup>3</sup>-гибридизованного углерода в слоях осуществляется in-situ путем изменения параметров процесса плазмохимического осаждения пленок.

В настоящее время перед наукой («material science») стоит задача получения новых перспективных материалов с уникальными свойствами. Одним из таких материалов является алмазоподобный углерод (Diamond Like Carbon, DLC), сочетающий свойства двух аллотропных модификаций, графита и алмаза, - за счет содержания атомов с sp<sup>2</sup> и sp<sup>3</sup> гибридизацией [1]. Известно, что чем выше содержание в DLC  $sp^3$  связей, тем он более стойкий к истиранию и механическим повреждениям, имеет больший коэффициент преломления, проявляет диэлектрические свойства. Однако при этом существенно ухудшается адгезия DLC к покрываемой поверхности, растут механические напряжения в пленке. С другой стороны, увеличение графитовой фракции в DLC способствует улучшению проводимости пленок и снижению коэффициента трения.

Ранее в работе [2] были продемонстрированы возможности влияния на соотношение долей  $sp^2$  - и  $sp^3$ -связанного углерода в PECVD (Plasma Enhanced Chemical Vapor Deposition) пленках DLC как in situ непосредственно в процессе их получения, так и ех situ при постростовом отжиге, а также электрическим полем.

Представляет интерес получение композитных покрытий с чередующимися слоями DLC с модуляцией соотношения sp<sup>2</sup>/sp<sup>3</sup>-гибридизации углерода. Такие покрытия могли бы совмещать преимущества «графитовой» и «алмазной» фаз DLC, сочетая одновременно неплохую проводимость в слое с химической стойкостью покрытия. Данная работа посвящена задаче получения и управления свойствами таких многослойных PECVD покрытий на основе DLC.

#### Методика эксперимента

РЕСVD пленки DLC были получены в плазме метана и аргона на установке Oxford Plasmalab 80 Plus в реакторе с двумя плоскопараллельными электродами и источником индуктивно-связанной плазмы (ICP) с частотой 13.56 МГц. Осаждение пленок на подложки кремния и алмаза проводилось в режимах с использованием как емкостного, так и индуктивно-связанного разрядов [3]. В ходе эксперимента по осаждению покрытий были предприняменять соотношение  $sp^2/sp^3$ попытки ΤЫ гибридизованного углерода в слоях как только включением/выключением ІСР разряда при неизменной мощности емкостного, так и варьированием мощности емкостного разряда. Диагностика структурных свойств образцов проводилась методами рефлектометрии малоугловой рентгеновской (МУР) и вторично-ионной масс-спектрометрии (ВИМС). Для послойного ВИМС анализа доли углерода с sp<sup>3</sup> гибридизацией применялась разработанная ранее в ИФМ РАН методика [4].

#### Результаты и обсуждение

Сначала покрытие DLC на кремнии было получено при пятикратном включении/выключении ICP разряда мощность 290 Вт при постоянном емкостном разряде мощностью 75 Вт. ВИМС-профилирование показало, что в пленке наблюдается пятипериодная модуляция примесей кислорода, фтора, серы и азота, соответствующая прерывистому включению ICP разряда. Примесь фтора модулирована в противофазе с остальными примесями. При этом не было обнаружено модуляции интенсивности кластерных вторичных ионов C<sub>8</sub> или CsC<sub>8</sub>, которые свидетельствовали бы о модуляции соотношения  $sp^2/sp^3$ -гибридизованного углерода в пленке. Был сделан вывод, что включением ICP разряда можно управлять примесным составом пленки и формированием фаз *a*C:N или *a*C:H. Однако, такого подхода недостаточно для значимого изменения гибридизации углерода в растущей пленке.

Затем было получено покрытие DLC на кремнии, в ходе осаждения которого кроме четырехкратного включения/выключения ICP разряда одновременно изменялась мощность емкостного разряда с 10 до 75 Вт. На рис. 1 приведены результаты МУР такой пленки и профиль плотности пленки, восстановленный из результатов эксперимента. Результаты говорят о значительном варьировании плотности пленки по глубине, просматривается 4 периода модуляции, что косвенно свидетельствует о возникновении модуляции sp<sup>2</sup>/sp<sup>3</sup>-гибридизованного углерода в пленке.



**Рис. 1.** *а* – результат МУР покрытия DLC на кремнии, полученного при 4-кратном изменении параметров осаждения; *б* – результат реконструкции профиля плотности

Результаты ВИМС-профилирования для аналогичного образца, полученного на алмазе, показывают отсутствие модуляции примесей в пленке, но возникновение модуляции интенсивности кластерных ионов CsC<sub>6</sub> и CsC<sub>4</sub>. Их отношение, приведенное на рис. 2, пропорционально соотношению  $sp^2/sp^3$ -гибридизованного углерода. Такие результаты явно свидетельствует о получении покрытия DLC с модулированным по глубине соотношением  $sp^2/sp^3$ -гибридизованного углерода [4].



**Рис. 2.** Профиль ВИМС изменения соотношения выхода вторичных кластерных ионов CsC<sub>6</sub> и CsC<sub>4</sub>, соответствующих фазе углерода с преимущественной sp<sup>2</sup> - и sp<sup>3</sup> - гибридизацией

На следующем этапе исследований планируется оптимизировать условия изменения модуляции гибридизации углерода в покрытиях DLC, повысить повторяемость периодической модуляции, исследовать свойства полученных пленок в зависимости от условий их осаждения.

Полученные в ходе работы результаты могут быть использованы для различных практических приложений, таких как формирование проводящих слоев, устойчивых к химически агрессивным средам, получение износостойких антифрикционных покрытий.

- Robertson J. // Materials Science and Engineering: R, V. 37 (4-6), 129 (2002).
- Юнин П.А., Охапкин А.И., Дроздов М.Н. и др. // ФТП, Т. 54, вып. 9, 855 (2020).
- 3. Охапкин А.И., Юнин П.А., Дроздов М.Н. *и др.* // ФТП, 53, вып. 9, 1229 (2019).
- 4. Дроздов М.Н., Дроздов Ю.Н., Охапкин А.И. *и др.* // Письма в ЖТФ, Т. 46, вып. 6, 38 (2020).

## Формирование и оптические свойства локально растянутых Ge микромостиков, встроенные в микрорезонаторы

Д.В. Юрасов<sup>1,\*</sup>, В.А. Вербус<sup>1,2</sup>, Н.С. Гусев<sup>1</sup>, Е.Е. Морозова<sup>1</sup>, А.В. Новиков<sup>1</sup>, Е.В. Скороходов<sup>1</sup>, Д.В. Шенгуров<sup>1</sup>, А.Н. Яблонский<sup>1</sup>

1 Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, д. 7, д. Афонино, Нижегородская обл., Кстовский район, 603087, Россия

<sup>2</sup> НИУ Высшая школа экономики, Нижний Новгород, Россия

\*Inquisitor@ipmras.ru,

В работе представлены результаты формирования на SOI подложках локально растянутых Ge микроструктур (микромостиков), встроенных в резонаторы, и исследования их оптических свойств. Был рассчитан дизайн резонаторов, совместимый с геометрией локально растянутой активной области, при использовании которого, с одной стороны, наблюдалась бы эффективная локализация электромагнитного поля в активной области структуры, а, с другой стороны, минимизировалось бы влияние резонатора на величину и распределение упругих деформаций в ней. Измерения спектров микро-фотолюминесценции продемонстрировали значительное возрастание интенсивности сигнала в растянутых областях Ge микроструктур по сравнению с исходной Ge пленкой. Было показано, что формирование резонаторов приводит к уменьшению деформаций в Ge микромостиках, однако способствует увеличению интенсивности ФЛ исследуемых структур.

#### Введение

Одной из проблем развития кремниевой фотоники является отсутствие эффективного КМОПсовместимого источника излучения ближнего ИК диапазона. Перспективным вариантом представляется использование в качестве активной среды растянутого Ge, поскольку при растяжении уменьшается исходно небольшая разница между прямой и непрямой запрещенными зонами (140 мэВ при 300К. По оценкам приложение двуосных деформаций ( $\varepsilon_{bi}$ ) на уровне ~ 1.5-2% или одноосных деформаций (*ɛ*<sub>uni</sub>) на уровне ~ 4.7-6% способно уменьшить эту разницу до нуля, и, тем самым, превратить Ge в прямозонный материал [1]. Достичь таких значений деформации в сплошных Ge слоях достаточно сложно, однако формирование сильно растянутого Ge можно обеспечить в локальных областях исходной пленки Ge, которая при этом может быть выращена на Si (либо SOI) подложке.

Одним из методов реализации этой идеи является т.н. "метод концентрации напряжений" [1]. На пути достижения лазерной генерации в локально растянутых Ge микроструктурах, полученных данным методом, стоят две проблемы. Первая связана с плохим теплоотводом от свободновисящих, локально растянутых областей, формируемых методом концентрации напряжений. Вторая проблема – это создание резонаторов в локально растянутых Ge микроструктурах, совместимых с дизайном активной области. Встраивание свободновисящих, растянутых Ge микроструктур в резонатор позволило достичь лазерной генерации при низких температурах [2]. Однако из-за плохого теплоотвода от свободновисящей активной области генерация была продемонстрирована только при возбуждении импульсным излучением с малой длительностью импульса и при низких температурах [2].

В настоящей работе теоретически и экспериментально исследована возможность встраивания в резонаторы локально-растянутых Ge микроструктур, улучшение теплоотвода в которых достигнуто за счет адгезии активной области к подложке за счет действия капиллярных сил. Было исследовано влияние резонаторов на излучательные свойства и распределение упругих напряжений в локально деформированных Ge микроструктурах.

#### Результаты и их обсуждение

Исходная структура состояла из слоя n-Ge толщиной 300 нм (концентрация электронов ~ $3 \cdot 10^{19}$  см<sup>-3</sup>), выращенного на Ge/SOI буфере методом МПЭ. Толщина Ge буфера составляла ~600 нм. По данным рентгенодифракционного анализа, в таких слоях присутствовало напряжение растяжения  $\varepsilon_{bi}$ =0.2-0.25%, вызванные разницей коэффициентов температурного расширения Ge и Si. Формирование локально растянутых Ge микромостиков осуществлялось с помощью оптической литографии, плазмохимического и селективного химического травления. На этапе селективного химического травления после удаления реагентов и сушки микромостики за счет адгезии приходили в механический контакт со слоем SiO<sub>2</sub>, что существенно улучшало теплоотвод от таких структур [3]. Для локализации излучения в плоскости образца с обеих сторон мостика были вытравлены по 2 фрагмента сферических зеркал (рис. 1а), формировавшие микрорезонатор. Дизайн резонатора был рассчитан с помощью метода конечных элементов и оптимизирован так, чтобы максимально увеличить коэффициент отражения в диапазоне длин волн 1.5-2 мкм, в котором наблюдается сигнал люминесценции от растянутого Ge, а также обеспечить фокусировку отраженного от зеркал излучения обратно в микромостик.



Рис. 1. (а) – расчет деформаций в мостике, встроенном в резонатор, и его окружении. (b) -  $\varepsilon_{xx}$  компоненты тензора деформаций для мостиков: (1) – длиной 10 мкм с двумя "зеркалами", (2) – 5 мкм с двумя "зеркалами", (3) – 5 мкм с одним "зеркалом", (4) – 5 мкм без "зеркал"

Из расчетов распределения деформации следует, что вытравливание зеркал, формирующих резонатор, заметно снижает величину максимальной деформации в микромостиках. Экспериментальным подтверждением этого факта служит наблюдаемое поведение спектров микро-ФЛ (рис. 2) – отсутствие одного или обоих зеркал резонатора приводит к смещению спектров ФЛ в более низкоэнергетическую область, что вызвано увеличением одноосной деформации в мостиках.

Несмотря на уменьшение деформации, интенсивность сигнала ФЛ от мостиков с резонаторами в несколько раз выше, чем от мостиков без них (см. спектры 2 и 3 для мостиков длиной 5 мкм и спектры 4 и 5 для мостиков длиной 10 мкм на рис. 2). При этом наибольшая интенсивность ФЛ наблюдается для мостиков с двумя зеркалами.



Рис. 2. Спектры микро-ФЛ исходного сплошного Ge слоя (1), мостиков с двумя зеркалами длиной 5 мкм (2) и 10 мкм (4), мостика длиной 5 мкм с одним зеркалом (3) и мостика длиной 10 мкм без зеркал (5). Серым показана зона вне рабочего спектрального диапазона детектора

Для мостиков с полностью сформированным резонатором (спектры 2 и 4 на рис. 2), наряду с наибольшей интенсивностью ФЛ, наблюдается модуляция интенсивности ФЛ, связываемая с проявлением резонансов Фабри-Перо. Подтверждением этого является наличие данной модуляции только в мостиках с двумя зеркалами, а также изменение периода этой модуляции при изменении расстояния между зеркалами для мостиков различной длины. Таким образом, результаты исследований оптических свойств локально растянутых Ge структур, встроенных в микрорезонатор вышеописанного дизайна, в совокупности с возможностью реализации эффективного отвода тепла от них за счет обеспечения их контакта с подложкой свидетельствуют о перспективности таких структур для создания Si-совместимых излучателей ближнего ИК диапазона.

Работа выполнена при поддержке РНФ (проект № 19-72-10011) с использованием оборудования ЦКП "Физика и технология микро- и наноструктур".

- Geiger R., Zabel T., Sigg H. // Front. Mater. 2, 52 (2015).
- Armand Pilon F.T *et.al.* // Nat. Commun. 10, 2724 (2019).
- 3. Юрасов Д.В. *и др.*"ПФТП **53**, 1360 (2019).

# Дополнительные материалы

Секция 4

Зондовая микроскопия: измерения и технологии атомарного и нанометрового масштаба

# Сканирующая туннельная спектроскопия магнитного топологического изолятора Fe-BiSbTe<sub>2</sub>Se

#### А.В. Кудряшов<sup>1,2</sup>, R. Yano<sup>3</sup>, А.А. Голубов<sup>1</sup>, S. Kashiwaya<sup>3</sup>, В.С. Столяров<sup>1,2\*</sup>

<sup>1</sup> Московский физико-технический институт (национальный исследовательский университет), пер. Институтский, 9, Долгопрудный, 141700.

<sup>2</sup> Всероссийский научно-исследовательский институт автоматики им. Н.Л. Духова, ул. Сущевская, 22, Москва, 127055.

<sup>3</sup> Institute of Materials and Systems for Sustainability, Nagoya University, Nagoya, Japan, 464-8603.

\*vasiliy.stoliarov@gmail.com

С помощью сканирующей туннельной микроскопии и спектроскопии были исследованы свойства монокристалла магнитного топологического изолятора (МТИ) Fe-BiSbTe<sub>2</sub>Se. Показано, что химический потенциал находится вблизи точки Дирака. При низких температурах наблюдается снижение плотности состояний вблизи точки Дирака, что может свидетельствовать об открытии щели в спектре поверхностных состояний из-за намагниченности.

#### Введение

Топологические изоляторы – это квантовые материалы, представляющие собой диэлектрик внутри объема, но за счёт инвертированной зонной структуры имеющие проводящие поверхностные состояния с линейным законом дисперсии [1]. Благодаря удивительным свойствам поверхностных состояний, топологические изоляторы являются идеальной платформой для изучения таких объектов, как магнитные монополи [2] и аксионы [3], а гетероструктуры топологический изолятор – сверхпроводник (ТИ/СП) позволяют исследовать Майорановские фермионы [4], которые можно применять для создания топологических квантовых компьютеров [5].

Если нарушить симметрию по обращению времени, например, с помощью намагниченности, то в спектре поверхностных состояний открывается щель около точки Дирака [6]. Если химический потенциал находится внутри этой щели, то такой материал проявляет квантовый аномальный эффект Холла [7], что является способом изучения киральных Майорановских фермионов в гибридных структурах МТИ/СП [8].

Однако многие реальные ТИ и МТИ на данный момент обладают большим вкладом в проводимость объемных носителей заряда. Тонкие плёнки МТИ, на которых был обнаружен квантовый аномальный эффект Холла [9] были выращены с помощью молекулярно-лучевой эпитаксии. На данный момент, синтез объёмных кристаллов, которые демонстрируют преимущественно поверхностную проводимость и не нуждаются в подстройке химического потенциала с помощью внешнего электрического поля (затвора) является важнейшей задачей современной экспериментальной физики твердого тела в области топологических изоляторов.

#### Результаты

В данной работе исследовались кристаллы магнитного топологического изолятора, которые были синтезированы с помощью модифицированного метода Бриджмена [10], со стартовым составом Fe:Bi:Sb:Te:Se = 0.1:0.95:0.95:2:1. Кристаллическая решетка полученного кристалла показана на рис.1а. Атомы железа замещают атомы висмута или сурьмы в твердом расплаве, индуцируя ферромагнетизм [11].

Исследуемые кристаллы были расположены на держателе и помещены в камеру подготовки сканирующего туннельного микроскопа. Так как кристаллическая решетка состоит из атомарных слоёв, которые связанны между собой слабой ван-дер-Ваальсовой связью, мы можем скалыванием в условиях сверхвысокого вакуума достичь атомарно-гладкую чистую поверхность. На рис.16 показана топография поверхности. Величина ступеньки составляет 1.03 нм, что соответствует величине одного слоя (5 атомарных слоёв). Вставка рис.16 показывает топографию поверхности с атомарным разрешением. Видно большое количество различных дефектов.



Рис. 1. Топография поверхности. (а) Кристаллическая решетка исследуемого материала. (б) Ступеньки величиной с один quintuple layer. Вставка показывает топографию поверхности с атомарным разрешением

400 meV

R

E

E.

 $E \uparrow$ BCB

BVB

55

12meV

**Рис. 2.** Результаты сканирующей туннельной спектроскопии. (а) Проводимость от величины напряжения между зондом и поверхностью образца, усредненная по площади сканирования. Вставка показывает область вблизи точки Дирака. (б) Отношение проводимости при 4К к проводимости при 77К. (в) Схематичное изображение зонной структуры исследуемого материала

На рис. 2а показан спектр, полученный усреднением по площади сканирования. Точка Дирака определяется как минимум в проводимости. Видно, что химический потенциал находится на 12 мВ выше точки Дирака. Учитывая тот факт, что объемная щель составляет около 400 мВ, можно считать, что в данном материале реализуется идеальная ситуация, когда химический потенциал находится в точке Дирака.

При понижении температуры с 77К до 4К спектр модифицируется. В окрестности точки Дирака возникает снижение проводимости, что показано на Рис.26. Мы связываем это с открытием щели в спектре поверхностных состояний, вызванным намагниченностью. Величину щели можно оценить в 50 мВ, что согласуется с предыдущими результатами других групп по измерению зонных структур допированных железом топологических изоляторов [12]. Вставка Рис.26 иллюстрирует разницу между поверхностными состояниями выше температуры Кюри и ниже ее.

#### Выводы

Таким образом, с помощью сканирующей электронной спектроскопии была продемонстрирована большая объёмная щель величиной 400 мВ и положение химического потенциала внутри магнитной щели величиной около 50 мВ, что делает исследуемый материал отличным кандидатом для реализации на нём квантового аномального эффекта Холла, а также создания гибридных структур со сверхпроводниками с целью поиска Майорановских состояний. Основываясь на наших измерениях, было составлено схематичное изображение зонной структуры, которое изображено на рис.2в.

Однако, стоит отметить, что СТС – поверхностно чувствительная методика, поэтому, основываясь только на наших данных, нельзя делать вывода, что в данном материале будет отсутствовать объёмный транспорт, так как положение химического потенциала в объеме может отличаться от положения химического потенциала на поверхности из-за эффекта искривления зон [13]. Поэтому дополнительные транспортные измерения необходимы, чтобы заявлять, что данный материал является хорошим объёмным изолятором. Также, требуются дополнительные, более системные, исследования, чтобы убедиться в наличии магнитной щели в спектре поверхностных состояний. Работа выполнена при поддержке гранта РНФ 20-42-09033.

- Hasan M.Z., Kane C.L. // Reviews of Modern Physics 82 (2010)
- Qi Xiao-Liang, Li Rundong, Zang Jiadong, Zhang Shou-Cheng // Science 323 (2009)
- Li Rundong, Wang Jing, Qi Xiao-Liang, Zhang Shou-Cheng // Nature Physics 6 (2010)
- Rakhmanov A.L., Rozhkov A.V., Noril Franco // Physical Review B 84 (2011)
- 5. Jason Alicea, Yuval Oreg, Gil Refael, *et al.* // Nature Physics 7 (2011)

- Tokura Yoshinori, Yasuda Kenji, Tsukazaki Atsushi // Nature 1 (2019)
- Xufeng Kou, Yabin Fan, *et al.* // Solid State Communications, 215-216 (2015) 34–53
- 8. Qing Lin He, et al. // Science 357 (2017)
- 9. Chang Cui-Zu, et al. // Science 340 (2013)
- 10. Yano R., et al. // arXiv 2018, arXiv:1805.10435v1
- 11. Yano R., et al. // Condens. Matter 4 (2019)
- 12. Chen Y.L., et al. // Science 329 (2010)
- 13. Hadj M. Benia, et al. // PRL 107 (2011)

## Моделирование динамического распределения магнитного потока в длинном джозефсоновском переходе

# В.И. Ружицкий<sup>1,2,\*</sup>, И.И. Соловьёв<sup>1,2</sup>, С.В. Бакурский<sup>1,2</sup>, Н.В. Клёнов<sup>1,2</sup>, А.С. Сидоренко<sup>3,4</sup>, Д.Ю. Родичев<sup>6</sup>, М.Ю. Куприянов<sup>1</sup>, В.С. Столяров<sup>2,5</sup>

<sup>1</sup> Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова, научно-исследовательский институт ядерной физики имени Д. В. Скобельцына. Россия, 119991, Москва, Ленинские горы, д. 1, стр. 2.

<sup>2</sup> Всероссийский научно-исследовательский институт автоматики им. Н.Л. Духова, ул. Сущевская, 22, Москва, 127055.

<sup>3</sup> Institute of Electronic Engineering and Nanotechnologies, Academiei str., 3/3, MD 2028, Chisinau, Republic of Moldova.

<sup>4</sup> Орловский государственный университет имени И. С. Тургенева, Россия, 302026, ул. Комсомольская, д. 95, Орловская область, г. Орел

<sup>5</sup> Московский физико-технический институт (национальный исследовательский университет), пер. Институтский, 9, Долгопрудный, 141700.

<sup>6</sup> Laboratoire de Physique et d'Etudes des Materiaux, LPEM, UMR-8213, ESPCI-Paris, PSL, CNRS, Sorbonne University, 75005 Paris, France

\*vi.ruzhickiy@physics.msu.ru

Разработана модель, описывающая динамику джозефсоновских вихрей в длинном джозефсоновском переходе под воздействием переменного неоднородного магнитного поля, создаваемого иглой магнитно-силового микроскопа (MFM), и внешнего однородного, постоянного магнитного поля. Подбор параметров модели обеспечил совпадение расчетных зависимостей критического тока перехода от внешнего магнитного поля с данными эксперимента со среднеквадратичным отклонением менее 0.1% для диапазона значений поля, соответствующего проникновению более 10 джозефсоновских вихрей, при различных положениях иглы MFM. Из сопоставления с экспериментом были получены оценки джозефсоновской и лондоновской длин, распределения критического тока вдоль границы джозефсоновского перехода, индуктивности подводящих проводов экспериментального образца, и распределения магнитного потока внутри перехода, создаваемого иглой MFM в каждый момент времени.

#### Введение

Использование топологических объектов представляет большой интерес для технологий квантовых сенсоров, квантовых вычислителей и искусственного интеллекта. Такими объектами являются, например, резкие пространственные 2пи скачки сверхпроводящей фазы в джозефсоновском переходе – джозефсоновские вихри, не обладающие нормальной сердцевиной. Их движение связано с исчезающе малой диссипацией энергии, что перспективно для приложений. В то же время, непосредственное наблюдение, и контроль динамики джозефсоновских вихрей является сложной экспериментальной задачей [1,2].

Мы разработали численную модель, позволяющую восстанавливать динамику джозефсоновских вихрей в экспериментально исследуемой системе длинного джозефсоновского перехода сверхпроводник – нормальный металл – сверхпроводник (SNS), магнитно связанного с иглой магнитносилового микроскопа (MFM). Сравнение расчетов с экспериментальными данными позволило получить оценки для значения всех ключевых параметров системы.

#### Результаты

В качестве экспериментального образца исследовался планарный SNS джозефсоновский переход, Nb/Cu/Nb, с длиной, x = 2500 нм, зазором между электродами,  $h_N = 200$  нм, и критическим током 2.8 мА при температуре 4.2 К. Толщина пленок Nb и Cu составляла 100 нм и 50 нм, соответственно. Зависимости критического тока от магнитного поля измерялись в диапазоне полей от -100 до 100 Э.

Модель длинного джозефсоновского перехода представляет собой параллельную цепочку из N = 30 сосредоточенных джозефсоновских контактов, соединенных индуктивностью l, так что  $x/\lambda_J = N\sqrt{l}$ , где х – длина перехода,  $\lambda_J$  – джозефсоновская длина. Эффективная площадь одной ячейки соответствует:  $S_{eff} = dx(h_N + 2\lambda_L)$ , где  $\lambda_L$  – лондоновская длина, dx – размер ячейки вдоль границы перехода.

Помимо джозефсоновской и лондоновской длин, параметрами модели являлось распределение критических токов джозефсоновский контактов цепочки, распределение магнитного поля, создаваемого иглой MFM, и индуктивность проводов разводки, вызывающая дополнительное смещение измеряемых зависимостей по полю.

Подбор параметров модели методом доверительной области обеспечил соответствие между расчетными и экспериментальными зависимостями на уровне 0.1% среднеквадратичного отклонения при различных положениях иглы МГМ. Значения подобранных параметров:  $x/\lambda_J = 4$ ,  $\lambda_L = 33.6$  нм,  $l_{lead} = 0.24$  пГн – индуктивность проводов разводки. Распределение критического тока вдоль границы перехода показано на рис. 1 (нормировочный критический ток,  $I_c = 0.13$  мкА).



**Рис. 1.** Распределение критических токов сосредоточенных контактов цепочечной модели

Смена положения иглы MFM приводила к сильному изменению исследуемых зависимостей, что объясняется пространственной неоднородностью ее магнитного поля. На рис. 2 показаны расчетные и экспериментальные зависимости критического тока перехода от магнитного поля при расположении иглы MFM над центром перехода.



Рис. 2. Зависимость критического тока джозефсоновского перехода от внешнего магнитного поля при расположении иглы MFM над центром перехода

Соответствующее распределение нормированного магнитного потока,  $\varphi_e = 2\pi \Phi_e/\Phi_0$ , создаваемого иглой MFM в переходе, показано на рис. 3. Распре-

деление усредненного нормированного магнитного потока внутри перехода при различных значениях нормированного постоянного внешнего магнитного потока,  $\varphi_{ext} = 2\pi\Phi_{ext}/\Phi_0$ , показано на рис. 4.

Созданная модель позволила смоделировать динамику джозефсоновских вихрей, определить моменты их образования в переходе, и возникновения многовихревых состояний.



Рис. 3. Распределение нормированного магнитного потока, создаваемого иглой MFM, вдоль границы джозефсоновского перехода



**Рис. 4.** Распределение нормированного магнитного потока в переходе в зависимости от величины нормированного внешнего магнитного потока

Работа поддержана грантом РНФ № 20-69-47013.

- Dremov V.V., Grebenchuk S.Y., Shishkin A.G., *et al.* Local Josephson vortex generation and manipulation with a Magnetic Force Microscope. *// Nat Commun* 10, 4009 (2019)
- Grebenchuk S.Yu., Hovhannisyan R.A., Dremov V.V., Andrey // Phys. Rev. Research 2, 023105 (2020)

## Перегрев джозефсоновских переходов на основе золотых нанопроводов, обусловленный геометрией образца

О.В. Скрябина<sup>1,2,\*</sup>, С.В. Бакурский<sup>2,3,4</sup>, А.Г. Шишкин<sup>2,3</sup>, А.А. Клименко<sup>5,6</sup>, К.С. Напольский<sup>5</sup>, Н.В. Кленов<sup>3,4</sup>, И.И. Соловьев<sup>3,4</sup>, В.В. Рязанов<sup>1,2</sup>, А.А. Голубов<sup>2,8</sup>, Д. Родичев<sup>9</sup>, М.Ю. Куприянов<sup>3</sup>, В.С. Столяров<sup>2,4</sup>

<sup>1</sup> Институт физики твердого тела РАН, Черноголовка, 142432

<sup>2</sup> Московский физико-технический институт (национальный исследовательский университет), Долгопрудный, 141700

<sup>3</sup> НИИЯФ МГУ имени М. В. Ломоносова, Москва, 119234

<sup>4</sup> Всероссийский научно-исследовательский институт автоматики им. Н.Л. Духова, Москва, 127055

5 МГУ имени М. В. Ломоносова,119991 Москва

<sup>6</sup> Институт микроэлектроники РАН, Москва, 119991

7 Faculty of Science and Technology and MESA+ Institute of Nanotechnology, 7500 AE Enschede, The Netherlands

<sup>8</sup> Laboratoire de Physique et d'Etudes des Materiaux, LPEM, UMR-8213, ESPCI-Paris, PSL, CNRS, Sorbonne University, 75005 Paris, France

\*oskrya@gmail.com

Было исследовано влияние перегрева электронной системы на критический ток нескольких джозефсоновских переходов, реализованных на единичном золотом нанопроводе. С помощью теории Узаделя и примения двухжидкостной модели для нормальной и сверхпроводящей составляющих протекающих токов объяснено взаимное влияние соседних переходов на их характеристики через процессы перегрева. Полученные результаты предоставляют дополнительные способы управления планарными сверхпроводящими устройствами.

#### Введение

Применение нанопроводов в электронных схемах – один из перспективных способов миниатюризации и повышения производительности [1]. Использование нанопроводов в качестве слабых связей в джозефсоновских переходах позволяет значительно уменьшить габариты устройства, а также деградацию структур. Джозефсоновские переходы на основе нанопроводов демонстрируют значительно отличающиеся режимы работы по сравнению с традиционными многослойными переходами [2, 3]. Небольшой объем нанопроводов и их слабая тепловая связь с подложкой способствуют возникновению неравновесных процессов, что дает возможность изучения их влияния на джозефсоновские свойства контактов.

#### Результаты

Мы демонстрируем результаты исследований джозефсоновских устройств, представляющих собой планарные структуры на основе золотых нанопроводов с ниобиевыми контактами. Нанопровода были получены с помощью электрохимического осаждения металла в поры анодного оксида алюминия. Формирование структур реализовано с помощью технологического процесса, включающего в себя электронную литографию и магнетронное напыление. Устройства обладали стандартной многотерминальной конфигурацией [4, 5], которая позволила изучить влияние тока, вводимого через различные электроды, на свойства перехода. Принято считать, что традиционная четырехконтактная схема позволяет избежать влияния падений напряжения на границах раздела между материалами на транспортные характеристики [6]. В нашей работе мы показываем, насколько отличаются результаты, полученные измерении при электроннотранспортных характеристик по стандартной четырехточечной схеме (4PS), когда ток пропускается через весь образец с помощью внешних электродов, а напряжение измеряется на внутренних контактах и по инвертированной четырехточечной схеме (4PI), где потенциальными являются внешние контакты. Также сравним результаты с двухточечной (2Р – или квази-четырехточечная схема) схемой измерения.

Рассмотрим структуру, представленную на рис. 1, в частности переходы SJ-1 и SJ-2, имеющие разные длины слабой связи (645 нм и 360 нм соответственно). Результаты измерений для этих переходов



Рис. 1. СЭМ-изображение образца, красной стрелкой отмечена длинный джозефсоновский переход SJ1 (L = 645 нм), желтой – короткий SJ2 (L = 360 нм). Метка масштаба составляет 1 мкм

представлены на рис. 2 (a, b), где показаны температурные зависимости критических токов обоих переходов для 4PS и 4PI схем. Вплоть до температуры Т<sub>б</sub> критический ток не зависит от способа измерения, ниже этой температуры наблюдается расхождение измеряемого критического тока для разных схем измерения образца, Т<sub>б</sub> = 1,5 К для длинного перехода SJ, и  $T_{\delta} = 2,5$  K для короткого перехода SJ2. Т.е.  $\delta I = (I^{PI}_{c} - I^{PS}_{c})/I^{PI}_{c}$  зависит от длины перехода и температуры. Полученные кривые были теоретически описаны с помощью уравнения Узаделя, согласованность теоретических и экспериментальных данных для 4PI схемы означает, что в инвертированной геометрии значение критического тока почти такое же, как и ожидалось для идеального джозефсоновского перехода в состоянии равновесия.

Разницу между результатами, полученными для разных схем измерения, мы интерпретируем в рамках двухжидкостной модели. Имеет значение, как вводимый в образец ток связан с нормальными и сверхпроводящими компонентами системы. В случае 4PS схемы ток вводится через весь нанопровод, т.е. в область слабой связи вводится нормальный ток, в то время как измерение I<sub>c</sub>(T) отражает сверхпроводящую компоненту, то есть разницу между химическими потенциалами куперовских пар. В инвертированной схеме, напротив, в провод подается сверхток и измеряется падение напряжения квазичастичной компоненты. Наконец, в 2Р режиме вводится сверхток и измеряется напряжение на сверхпроводящем конденсате. Действительно, в случае 4PI и 2Р критический ток больше, нежели в случае зависимости для схемы измерения 4PS.

На рис. 2с показана зависимость  $\delta(Ic)$  от длины перехода: понятно, что перегрев коллектива электронов коротких переходах значительно сильнее. На вставке к Рис. 2с показана эволюция  $\delta(Ic)$ , измеренная при T = 1,5 K, как функция обратного объема 1/U изучаемого сегмента нанопроволоки. Зависимость  $\delta(Ic)$  от 1/U линейная, кроме случая для наиболее длинных изученных переходов с L> 500 нм. В них проявляется пространственный градиент перегрева, и электронная система в переходе больше не может считаться однородной.

Кроме того, нельзя недооценивать ближайшее окружение изучаемого перехода. Например, когда длинный переход SJ1 находится в резистивном состоянии, он представляет собой резервуар нормальных квазичастиц, которые соединяются с коротким переходом SJ2 и, таким образом, могут влиять на его поведение. Можно ожидать, что при достаточно высоких температурах критическим током перехода SJ1 можно пренебречь, и в переход SJ2 вводится чисто нормальный ток, что приводит к дополнительному нагреву его электронов.

Если же мы рассмотрим свойства перехода SJ1, то более короткий соседний переход SJ2 находится полностью в сверхпроводящем состоянии и является лишь частью эффективного сверхпроводящего электрода. Перегрев от более длинных боковых переходов остается существенным даже при низких температурах, когда они находятся в сверхпроводящем состоянии. Этот эффект представлен на Рис. 2d, где синими кружками отмечена критическая температура нескольких измеренных переходов Т<sup>SNS</sup> с. Пунктирная черная линия – результат расчетов с использованием уравнений Узаделя. Красными треугольниками отмечена температура появления эффекта перегрева Т<sub>б</sub> в переходах короткой стороны. Понятно, что длинные боковые переходы увеличивают температуру Т, при которой явления перегрева становятся экспериментально наблюдаемыми.



**Рис. 2.** а) и b) – зависимости  $I_c(T)$  слабых связей SJ1 и SJ2 соответственно, измеренные с использованием различных схем. Синие линии – расчетные зависимости,  $T_{\delta}$  – температура расхождения кривых  $I_c(T)$ ,  $T_c^{SNS}$  – температура появления критического тока в образце. с) Относительная разница между критическим током, наблюдаемым с использованием тока между стандартной и инвертированной измерительной схемами, в зависимости от длины слабой связи при различных температурах. На вставке показана зависимость этой разницы от обратного объема перехода. Данные представлены для нанопроводов диаметром от 90 до 130 нм. d) Зависимость температуры возникновения критического тока переходов  $T^{SNS}_c$  Nb/Au-NW/Nb как функция длины слабой связи по экспериментальным данным (синие кружки) и теоретическая кривая (пунктирная черная линия). Красные треугольники – зависимость температуры перегрева  $T_{\delta}$  от длины бокового перехода

#### Выводы

Были продемонстрированы неравновесные эффекты в джозефсоновских переходах на основе одиночных золотых нанопроводов, и прояснена их природа. В случае использования стандартной четырехконтактной схемы измерения основная причина выявленного в рамках двухжидкостной модели снижения критического тока была представлена как перегрев электронной системы из-за ввода нормального тока в образец. Также было обнаружено, что при последовательном включении нескольких переходов, перегрев в изучаемой слабой связи увеличивается с температурой быстрее, чем ожидалось бы. Причина заключается в проявлении джозефсоновской генерации в боковых переходах. Это наблюдение показывает, что отвод тепла от сверхпроводящей части электронной системы значительно менее эффективен, чем от нормальной части. Это также подтверждается гистерезисным поведением вольт-амперных характеристик, наблюдаемом в четырехконтактной инвертированной схеме измерения, а также в схеме с двумя зондами.

Исследования проводились при поддержке проекта РФФИ 19-02-00981, ОВС благодарит за поддержку Стипендию президента РФ СП-5135.2021.5.

- Buzea C. and Pacheco I. Electrical properties of nanowires and nanofibers // Handbook of Nanofibers (SpringerNature Switzerland AG 2019), Vol. 1, p. 557-618.
- Jabdaraghi R.N., Peltonen J.T., Saira O.-P., and Pekola J.P. // Appl. Phys. Lett.108, 042604 (2016).
- Pascual Garcia Cesar and Giazotto Francesco // Appl. Phys. Lett.94, 132508 (2009).
- Gu Wenhua, Choi Hyungsoo, and Kim Kyekyoon (Kevin) // Appl. Phys. Lett.89, 253102 (2006).
- Xu W.-H., Wang L., Guo Z., Chen X., Liu J., and Huang X.-J. // ACS Nano9(1), 241 (2015).
- Keithley J.F. Low Level Measurements // Handbook (Cleveland,Keithley Instruments Inc., 1996).

### Содержание 2 тома

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

Dubinov A.A., Rumyantsev V.V., Gavrilenko V.I., Morozov S.V. InP-based waveguide frequency doubler for	520
sub-teranertz range radiation sources	529
retskii S.A., Morozov S.V., Gavrilenko V.I., Teppe F. Long-wavelength stimulated emission from hetero-	501
structures with Hg1e/CdHg1e Qws	531
Ganichev S.D. THz radiation induced optoelectronic phenomena in Dirac fermion systems	533
Hubers HW., Richter H., Semenov A., Wienold M. THz heterodyne technology for air- and spaceborne appli- cations	535
Otsuji T. Graphene plasmonic terahertz laser transistors-concepts, physics, and experiments	538
Tani Masahiko, Talara Miezel, Bulgarevich D., Mag-usara Valynn Katrine, Tominaga Keita, Escaño M.C., Petoukhoff Ch.E., Madéo J., Bacon D.R., Dani Keshav, Torosyan Garik, Scheuer Laura, Beigang R., Papaioannou E.Th., Kitahara Hideaki, Muldera J., Afalla J., Furuya Takashi, Nakajima Makoto, Watanabe Makoto. Terahertz Spintronic Emission from Fe/Pt Hetero-Structureand Its Sensing Applica- tions	540
Абрамкин Д.С. Новые гетероструктуры с InGaSb/AIP квантовыми точками как база для энергонезависи- мой памяти.	
Акмаев М.А., Кочиев М.В., Дулебо А.И., Пугачев М.В., Кунцевич А.Ю., Белых В.В. Неоднородная линамика фотолюминесценции монослоев WSe <sub>2</sub>	544
Александров И.А., Малин Т.В., Журавлев К.С., Трубина С.В., Ресz В., Лебедок Е.В. Процессы диффузии атомов в сверхрешетках GaN/AIN	546
Алешкин В.Я., Антонов А.В., Дубинов А.А., Румянцев В.В., Морозов С.В. Оже-рекомбинация в кванто- вых ямах HgTe: теория и эксперимент	548
Алешкин В.Я., Дубинов А.А., Гавриленко В.И. О возможности стимулированной генерации плазмон —	
LO моды в узкозонных квантовых ямах гетероструктур HgTe/CdTe	550
Аминев Д.Ф., Пручкина А.А., Кривобок В.С., Гладилин А.А., Калинушкин В.П., Ушаков В.В., Чен- цов С.И., Кондрин М.В., Онищенко Е.Е. Новый люминесцентный центр с участием собственных точечных лефектов в ZnSe Fe	552
Андреев Б.А. Калинников М.А. Красильникова Л.В. Кудрявиев К.Е. Побанов Л.Н. Новиков А.В. Яб-	
лонский А.Н., Красильник З.Ф. Стимулированное излучение электрон-дырочной плазмы в гетеро- структурах InN/GaN/ при оптической накачке	554
Андпоов И В Мупавьов В М Сомонов Н Л Кукушкин И В Эффекты запазлывания в спектре лвумер-	
ных плазмонов с сильным экранированием	556
ланию коротких средовних импин сов	558
Архипова Е.А., Дроздов М.Н., Краев С.А., Охапкин А.И., Лобаев М.А., Вихарев А.Л., Горбачев А.М., Богданов С.А. Изучение транспортных свойств дельта-слоев бора в алмазе методами СV и эффекта Ходда	560
Аблиенко 4.4. Ушаков $\Pi R$ Алымов $\Gamma R$ Лубинов 4.4. Мопозов $C R$ Гавиненко $R H$ Сени-	500
цов Д.А. Моделирование инжекционных лазеров на основе HgTe/CdHgTe гетероструктур с кванто-	562
Афоненко А.А., Ушаков Д.В., Хабибуллин Р.А. Неустойчивость режима генерации и пространственные помены в квантово-каскалных пазерах на основе сверурешеток с пестницами Ванье-Штарка	564
Афоненко Ан.А., Афоненко А.А., Ушаков Д.В., Пушкарев С.С., Хабибуллин Р.А. Исследование интер- фейсов гетероструктур квантово-каскалных дазеров ТГи диацагона	566
фонсов готороструктур квантово-каскадных лазеров 11 ц днаназона Бабщае A R Колодезиый F C Гладыщае A Г Ланиева Л R Rosman Г R Курници Л И Миуай	500
лов Д.А., Чистяков Д.В., Митрофанов М.И., Дюделев В.В., Слипченко С.О., Лютецкий А.В., Ев- тихиев В.П., Карачинский Л.Я., Новиков И.И., Соколовский Г.С., Пихтин Н.А., Морозов С.В., Егоров А.Ю. Поверхностно-излучающие квантово-каскалные пазеры в геометрии кольцевого резо-	
натора	568

Багаев Т.А., Мармалюк А.А., Ладугин М.А., Курнявко Ю.В., Кричевский В.В., Коняев В.П., Сима-	
ков д.А., Слипченко С.О., Поооскин А.А., Пихтин П.А. мющные импульсные излучатели на осно-	570
Бе эпитаксиально-интегрированных тетероструктур	570
<i>кин В.Я., Новиков А.В.</i> Влияние упругих напряжений и температуры на фотолюминесценцию ло- кально растянутых Ge микромостиков	572
Байдусь Н.В., Алешкин В.Я., Дубинов А.А., Круглов А.В., Некоркин С.М., Новиков А.В., Рыков А.В.,	
<i>Юнин П.А., Юрасов Д.В.</i> Особенности выращивания лазерных гетероструктур с квантовыми точками InGaAs/GaAs метолом МОС-гилрилной эпитаксии на полложках Ge/Si	574
Барышев В.Р., Гинзбург Н.С., Егорова Е.Д., Заславский В.Ю., Малкин А.М., Сергеев А.С. Оптимизация	
условий поперечного вывода в одномодовых РОС лазерах на основе полупроводниковых гетеро-	
структур	576
Батаев М.Н., Чукеев М.А., Варыгин Г.В., Игнатьев И.В. Взаимодействие поляризованных экситонов в	
квантовых ямах GaAs/AlGaAs в электрическом поле	578
<i>Бекин Н.А., Жукавин Р.Х., Цыпленков В.В., Шастин В.Н.</i> О двухфононной релаксации парасостояний триплета 1s в Si:Mg <sup>0</sup>	580
Бельков В.В., Candussio S., Дурнев М.В., Тарасенко С.А., Mishchenko A., Slizovskiy S., Fal'ko V., Gan-	
ichev S.D. Краевой фототок в двухслойном графене	582
Беляков В.А., Макарцев И.В., Фефелова Е.Л., Ревин М.В., Фефелов А.Г., Оболенский С.В. Влияние	
технологии двойного «рецесса» на параметры НЕМТ транзисторов на подложках GaAs и InP	583
Бессолов В.Н., Коненкова Е.В., Орлова Т.А., Родин С.Н. Начальные стадии роста полуполярного AlN на	
нано-структурированной Si(100) подложке	585
Бобров А.И., Байдусь Н.В., Хазанова С.В., Горшков А.П., Сидоренко К.В., Шушунов А.Н., Малехоно-	
ва Н.В., Нежданов А.В., Убыйвовк Е.В., Кулинич И.В. Методика контроля структуры и состава	
туннельно-связанных квантовых ям, проектируемых для осздания модулятора по схеме интерферо-	
метра Маха-Цендера	589
Бобров А.И., Байдусь Н.В., Хазанова С.В., Горшков А.П., Сидоренко К.В., Шушунов А.Н., Малехоно-	
ва Н.В., Нежданов А.В., Убыйвовк Е.В., Кулинич И.В. Методика проектирования дизайна тун-	
нельно-связанных квантовых ям для модулятора по схеме Маха-Цендера	587
Бреев И.Д., Яковлева В.В., Лихачев К.В., Мохов Е.Н., Нагалюк С.С., Баранов П.Г., Анисимов А.Н. Ис-	
следование механических напряжений в области интерфейса в гетероструктурах AlN/SiC методами	
КРС и ОДМР	591
Бубис А.В., Храпай В.С., Михайлов Н.Н., Дворецкий С.А., Насибулин А.Г., Тихонов Е.С. Локализация	
геликальных краевых состояний в двумерном топологическом изоляторе на 8 нм HgTe квантовой	
яме	593
Бурцев А.А., Притоцкий Е.М., Ионин В.В., Киселев А.В., Михалевский В.А., Елисеев Н.Н., Пан-	
ков М.А., Лотин А.А. Перестраиваемые многослойные структуры на основе тонких пленок фазоиз-	505
меняемых материалов и их применение в среднем инфракрасном диапазоне	595
Быков Д.С., Уточкин В.В., Кудрявцев К.Е., Фадеев М.А., Андронов Е.В., Алешкин В.Я., Дубинов А.А., Михайлов Н.Н., Румянцев В.В., Морозов С.В., Гавриленко В.И. Стимулированное излучение сред- него ИК диапазона в структурах с квантовыми ямами Hg(Cd)Te/CdHgTe при температурах вплоть	
до 200 К.	597
Васильченко А.А. Осцилляции незатухающего тока в квантовых кольцах	599
Винниченко М.Я., Махов И.С., Харин Н.Ю., Граф С.В., Паневин В.Ю., Седова И.В., Сорокин С.В.,	(01
Фирсов Д.А. Инфракрасное поглощение и фотопроводимость в квантовых ямах <i>p</i> -GaAs/AlGaAs	601
Войцеховский А.В., Несмелов С.Н., Дзядух С.М., Горн Д.И., Михайлов Н.Н., Дворецкий С.А., Меньши- ков Р.В., Сидоров Г.Ю., Ужаков И.Н., Якушев М.В. Униполярные nBn-структуры и детекторы на основе HgCdTe	603
Волков В.А., Заболотных А.А. Электрически управляемый шиклотронный резонанс	605
Волков Н.А., Светогоров В.Н., Рябоштан Ю.Л., Андреев А.Ю., Яроцкая И.В., Ладугин М.А., Падали-	
ца А.А., Мармалюк А.А., Слипченко С.О., Лютецкий А.В., Веселов Д.А., Пихтин Н.А. Полупро- водниковые гетероструктуры AlGaInAs/InP для мощных лазерных диодов спектрального диапазона 1450-1500 нм	606
Волкова Е.В., Логинов А.Б., Логинов Б.А., Тарасова Е.А., Пузанов А.С., Королев С.А., Семёновых Е.С,	
Оболенский С.В. Исследование кластеров радиационных дефектов в GaAs структурах после	
нейтронного воздействия	608
<i>Гавриков М.В., Кабанов В.Ф.</i> Метод анализа электрофизических свойств полупроводниковых квантовых	
точек	610
Галеева А.В., Казаков А.С., Артамкин А.И., Иконников А.В., Рябова Л.И., Дворецкий С.А., Михай- лов Н.Н., Банников М.И., Данилов С.Н., Хохлов Д.Р. РТ-симметричная терагерцовая фотопрово-	

димость в структурах на основе топологической фазы Hg <sub>1-x</sub> Cd <sub>x</sub> Te как суперпозиция процессов в ак-	
тивном слое и на гетерограницах	612
Гапоненко Н.В., Корнилова Ю.Д., Лашковская Е.И., Руденко М.В., Живулько В.Д., Мудрый А.В.,	
Радюш Ю.В., Андреев Б.А., Степихова М.В., Яблонский А.Н. Ап-конверсия эрбия в порошках	
ВаТіО <sub>3</sub> , сформированных золь-гель методом	614
Гапоненко Н.В., Холов П.А., Корнилова Ю.Д., Лашковская Е.И., Мартынов И.Л., Осипов Е.В., Чи-	
стяков А.А., Каргин Н.И., Райченок Т.Ф., Тихомиров С.А. Фотонные кристаллы BaTiO <sub>3</sub> /SiO <sub>2</sub> ,	
сформированные золь-гель методом	616
Гинзбург Н.С., Сергеев А.С., Кочаровская Е.Р., Малкин А.М., Заславский В.Ю. Повышение мошности и	
когерентности изпучения широкоапертурых гетеропазеров при оптимизации ширины брэгговской	
вещетии	618
$\Gamma_{\text{DATABUSE}} R \Lambda F_{\text{Normal R}} \Lambda R$	010
Толишов Б.А., Кустов Д.А., Гусецкий Б.С., Миронов А.Б., Кислова П.Б., Аксенов Б.Б., Герещенко О.Е.	
измерение угловых распределении эмитированных из р GaAs(Cs,O) фотоэлектронов в планарных	(20)
вакуумных диодах с полупроводниковым анодом	620
Григорьева Л.Н., Криводок В.С., Кондорский А.Д., Пашкеев Д.А., Екимов Е.А., Шадрин А.Д., Литви-	
нов Д.А., Колосов С.А., Чернопицский М.А., Клековкин А.В., Форш П.А. Гибридный ИК-	
фотоприемник на основе полупроводниковых квантовых ям	622
Гудина С.В., Боголюбский А.С., Неверов В.Н., Туруткин К.В., Шелушинина Н.Г., Якунин М.В. Маг-	
нитный пробой в валентной зоне квантовой ямы HgTe/HgCdTe с инвертированной зонной структу-	
рой в полуметаллической фазе	624
Гудина С.В., Савельев А.П., Арапов Ю.Г., Неверов В.Н., Подгорных С.М., Шелушинина Н.Г., Яку-	
нин М.В., Зеонков Б.Н. Квантовое время жизни и электрон-электронное взаимолействие в структу-	
$h_{\rm max}$ $h_{\rm$	626
рах пюаху баху с дволными сильно-съязанными квантовыми ликами	020
<i>Тультиков п.в., тирмилюк А.А., лиоусин т.А.</i> Сравнение излучательных и тепловых характеристик	
лазерных излучателей на основе AlGaAs/GaAs и GaAsP/GainP гетероструктур спектрального диапа-	<b>60</b> 0
зона /50-850нм	628
Данилов Ю.А., Алафердов А.В., Вихрова О.В., Здоровейщев Д.А., Ковальский В.А., Крюков Р.Н., Куз-	
нецов Ю.М., Лесников В.П., Нежданов А.В., Дроздов М.Н. Легирование углеродных нанослоев,	
выращенных импульсным лазерным методом	630
Дворецкий С.А., Ступак М.Ф., Михайлов Н.Н., Макаров С.Н., Елесин А.Г., Верхогляд А.Г.	
Характеризация кристаллического совершенства слоев гетероструктур	
(013)HgCdTe/CdTe/ZnTe/GaAs методом генерации второй гармоники	623
Лементьев П.А., Берковии В.Л., Лементьева Е.В., Лебедев М.В., Львова Т.В. Сульфилная пассивании	
как метол молификации оптических и электронных свойств поверхности InP	. 634
Лемидов F C Афанасьев $\Pi A$ Лемидова H F Карзанов $BB$ Влияние окислительных отжигов на по-	
	636
Памии В A Цапиозаточаний Л A. Пиомощи на основе мусторового бистойного стольше молотические и полотические и полотическ	050
демин Б.А., чернозитонскии л.А. диаманы на основе муарового оислоиного графена. моделирование	629
Структуры и своиств.	030
Демина п.Б., Дикарева п.Б., зооровенщев А.Б., Дорохин М.Б., Самарцев И.Б., Куорин А.Б. Циркуляр-	<b>C 10</b>
но-поляризованное излучение в торцевых GaAs/InGaAs лазерах олижнего ИК диапазона	640
<i>Дмитриев Д.В., Колосовскии Д.А., Торопов А.И, Журавлев К.С.</i> Замещение фосфора мышьяком на по-	
верхности InP(001) при отжиге в потоке As	642
Дорохин М.В., Кузнецов Ю.М., Дёмина П.Б., Дудин Ю.А., Здоровейщев А.В., Крюков Р.Н., Ерофее-	
ва И.В., Котомина В.Е. Управление коэффициентом теплопроводности тонких термоэлектриче-	
ских плёнок с помощью ионной имплантации и термического отжига	644
Дричко И.Л., Смирнов И.Ю., Чернов М.Ю., Соловьев В.А. Исследование особенностей проводимости	
метаморфных гетероструктур InGaAs/InAlAs/GaAs с двумерным электронным газом акустическими	
метолами	646
Лубинов А А Алешкин В Я Гавриленко В И Румяниев В В. Михайлов Н Н. Лворенкий С А. Утон-	
кин R R Морозов C R Пазерная генерация терагериового гибрилного поверхностного плазмона в	
лини и осново об осново Иссита тенерали тератерцового творидного поверхностного плазмона в	619
Cipykippe Haldehole observation in gentle	040
Духан Д.Д., Балакирев С.Б., Еременко М.М., Черненко п.Е., Агеев О.А., Солооовник М.С. Исследова-	
ние влияния нестационарного пересыщения среды на характеристики наноструктур, получаемых в	~~~
процессе капельнои эпитаксии In/GaAs	650
Дьяков С.А., Степихова М.В., Новиков А.В., Юрасов Д.В., Богданов А.А., Красильник З.Ф., Tuxode-	
ев С.Г., Гиппиус Н.А. Оптические резонансы и эффект Парселла в структурах с самоорганизующи-	
мися наноостровками Ge	652
Дюжев Н.А., Чиненков М.Ю., Евсиков И.Д., Елисеев М.А., Платонов В.И. Исследование чувствитель-	
ности терморезистивного МЭМС-сенсора и применение в составе хроматографического газоанали-	
затора	654

<i>Ежевский А.А., Гусейнов Д.В., Сухоруков А.В., Калинина Е.А., Новиков А.В., Юрасов Д.В., Гусев Н.С.</i> Процессы рассеяния спинов с переворотом и их влияние на генерацию спиновых токов в п-кремнии,	
	658
Екимов Е.А., Кривобок В.С., Николаев С.Н., Литвинов Д.А. Оптические свойства SnS <sub>2</sub> , полученного ЦРИТ мото док	650
Екимов Е.А., Кривобок В.С., Николаев С.Н., Литвинов Д.А., Минаев И.И. Низкотемпературная микро-	000
фотолюминесценция Snv центров в прит наноалмазах	002
формирования эпитаксиальных наноструктур GaAs на аморфизированных участках кремния	664
Ерофеева И.В., Дорохин М.В., Кузнецов Ю.М., Дёмина П.Б., Завражнов А.Ю., Здоровейщев А.В., Бол- дин М.С., Ланцев Е.А., Попов А.А., Трушин В.Н. Термоэлектрические свойства легированного фосфором SiGe. полученного электроимпульсным плазменным спеканием	666
фосформи 5166, полученного электронинульеным плазиминым спеканием	000
Ершов А.Б., Дуров К.Б., Мартынов л.П., Пежоанов А.Б., Белов А.И., Крюков Г.П., Зуоков С.Ю., пи-	
количев Д.Е., Сиооренко К.В., Байоусь Н.В. Оптические и структурные своиства пленок сусокси-	
дов кремния и германия, полученных реактивным ВЧ-магнетронным распылением	668
Есин М.Ю., Дерябин А.С., Колесников А.В., Никифоров А.И. Изучение динамики сдваивания ступеней	
при гомоэпитаксии на поверхности Si(100)	669
Жолудев М.С., Морозов С.В. Расчёт примесных состояний в узкозонных полупроводниковых структурах	
метолом матрины рассеяния	671
Жукадин Р Х. Терагериовое стимулированное излучение при оптическом резонансном возбуждении гер-	
	672
мания, летированного мелкими донорами	075
жуков А.А., Voik Сп., Scnaepers In. Исследование устоичивых траектории тока в полупроводниковых	
нановискерах	675
Жуков А.О., Усанов Д.А., Нежданов А.В., Кудряшов М.А., Машин А.И. Структурный анализ халькоге-	
нидных плёнок As-S, легированных ионами Yb <sup>3+</sup>	677
Забавичев И.Ю., Пузанов А.С., Востоков Н.В., Оболенский С.В., Козлов В.А. Влияние нейтронного	
возлействия на характеристики низкобарьерных лиолов Мотта	679
возденотвия на дарактеристики низкоодрерных диодов иота	077
Заинагутоинов А.Г., Тележников А.Б., таксимова Т.М. Персистентные токи в мезоскопических неод-	60.1
нородных кольцах со спин-ороитальным взаимодеиствием	681
Зайцева Э.Г., Наумова О.В. Подвижность носителей заряда в тонкопленочных структурах с разными	
конструктивными параметрами	683
Захаров Я.А., Плиговка А.Н., Позняк А.А. Наноструктурирование Ві и Sb электрохимическим осаждени-	
ем в поры анодного оксида алюминия на ниобиевый оксидный интерфейс	685
Зиновые ВА Кашоба АВ Володин ВА Зиновыева АФ Черкова СГ Смагина ЖВ Леуречен-	
ский А.В., Крупин А.Ю., Бородавченко О.М., Живулько В.Д., Мудрый А.В. Атомная структура и оптические свойства слоёв СаSia, вырашенных на СаEa/Si полложках	687
Unit declare esone is a choice casiz, suparticipation and a post hoghowing a definition of the casize and the c	007
отражение света оптической решеткой экситонов сформированной 100 квантовыми ямами InGaN	689
Иванов А.С., Павельев Д.Г., Козлов В.А., Оболенский С.В., Оболенская Е.С. Радиационной стойкость	
источника субтерагерцового излучения из гетеродина на генераторе на диоде Ганна и умножителя на полупроводниковой сверхрешетке	691
Илькив И.В., Котляр К.П., Кириленко Д.А., Сошников И.П., Гридчин В.О., Терпицкий А.Н., Рез- ник Р.Р., Цырлин Г.Э. Синтез и свойства гетероструктурных AlGaAs/Ge нитевидных нанокристал-	603
Кавеев А.К., Бондаренко Д.Н., Терещенко О.Е. Структурные свойства тонких пленок кристаллического тонологического изолятора Рос-SpecTe из кремици	695
Калинников М.А., Лобанов Д.Н., Андреев Б.А., Кудрявцев К.Е., Красильникова Л.В., Юнин П.А., Бу-	095
шуикин П.А., Скороходов Е.В., Иолонскии А.Н., Новиков А.В., Красильник З.Ф. Формирование	
нитридных гетероструктур с квантовыми ямами InN\InGaN методом ПА МПЭ на сапфире	697
<i>Квон З.Д.</i> Сетка топологических каналов в HgTe квантовых ямах критической толщины	699
Климов А.Э., Голяшов В.А., Горшков Д.В., Терещенко О.Е. Тонкопленочный инжекционный МДП-	
транзистор на основе PbSnTe:In с составом, близким к составам со свойствами топологического	
кристаллического изолятора	700
красталын юского поолгори	700
плитив л.ю., прививик в.с., ширкив л.и. Оптическое возоуждение сходящихся поверхностных	700
акустических волн гигагерцового диапазона на кремнии	702
Козлов Д.В., Иконников А.В., Румянцев В.В., Уаман Светикова Т.А., Разова А.А, Жолудев М.С., Ми- хайлов Н.Н., Дворецкий С.А., Гавриленко В.И., Морозов С.В. Влияние возбужденных состояний	_
вакансий ртути на спектр терагерцовой фотопроводимости слоев твердого раствора HgCdTe	704
Косарев А.Н., Чалдышев В.В. Можем ли мы изменить локализацию носителей в самоорганизованных	
квантовых точках?	706

Котова Л.В., Алтынбаев Л.А., Жукова М.О., Hogan B.T., Балдычева А., Кочерешко В.П. Оптические	
свойства гексагонального нитрида бора	. 708
Кочаровский Вл.В., Кочаровский В.В., Кочаровская Е.Р., Мишин А.В., Селезнёв А.Ф. Одновременнная	
генерация разнопериодных последовательностей когерентных импульсов в гетеролазере класса С с	
низкодобротным резонатором	. 710
Кочаровская Е.Р., Кукушкин В.А., Мишин А.В., Кочаровский В.В., Кочаровский Вл.В. Параметриче-	
ский когерентный механизм самосинхронизации мод лазера класса С на многослойных гетеро-	
структурах с квантовыми точками: Эффекты распределенной обратной связи волн в резонаторе	
Фабри-Перо	. 712
Кривобок В.С., Колобов А.В., Димитриева С.Е., Аминев Д.Ф., Ченцов С.И., Николаев С.Н., Онищенко	
Е.Е. Нестандартная кинетика низкотемпературной люминесценции микро- и нанопорошков ан-	
тазной фазы диоксида титана	. 714
Кудрин А.В., Крюков Р.Н., Лесников В.П., Данилов Ю.А., Дорохин М.В., Конаков А.А. Особенности	
расположения атомов Fe в магнитном полупроводнике GaAs:Fe с высокотемпературным внутрен-	
ним ферромагнетизмом	.716
Кудрин А.В., Лесников В.П., Крюков Р.Н. Гетероструктуры с двумя слоями многокомпонентного маг-	
нитного полупроводника (III,Fe)V	. 718
Кузнецов Ю.А., Лапушкин М.Н. Формирование полупроводникового интерметаллида Li <sub>x</sub> Au <sub>y</sub> на поверх-	
ности вольфрама	. 720
Кузнецов Ю.М., Дорохин М.В., Нежданов А.В., Лесников В.П., Здоровейщев Д.А. Способ формирова-	
ния фазы β-FeSi <sub>2</sub> методом импульсного лазерного осаждения	. 722
Кузнецова И.А., Савенко О.В., Романов Д.Н. Квантовый транспорт в полупроводниковом нанослое с	
учетом поверхностного рассеяния носителей заряда	. 724
Кузнецова М.С., Евдокимов А.Е., Михайлов А.В., Кавокин К.В., Джиоев Р.И. Изучение электронно-	
ядерной спиновой динамики в GaAs:Mn	. 726
Кукушкин В.А. Прыжковая проводимость тонких легированных слоёв в чистом искусственном алмазе	. 728
Лебедев М.В., Львова Т.В., Смирнов А.Н., Давыдов В.Ю. Модификация электронных свойств поверхно-	
сти n-InP(100) сульфидными растворами	. 730
Лобаев М.А., Радищев Д.Б., Богданов С.А., В <u>ихарев А.Л., Г</u> орбачев А.М., Исаев В.А., Краев С.А., Охап-	
кин А.И., Архипова Е.А., Дроздов М.Н., Шашкин В.И. Исследование pn диода Шоттки, созданного	
на основе полупроводникового CVD алмаза	. 732
Лобаев М.А., Радищев Д.Б., Богданов С.А., Ви <u>харев А.Л., Го</u> рбачев А.М., Исаев В.А., Краев С.А., Охап-	
кин А.И., Архипова Е.А., Дроздов М.Н., Шашкин В.И. Синтез и применение полупроводникового	
СVD алмаза	. 734
Лобанов Д.Н., Андреев Б.А., Кудрявцев К.Е., Красильникова Л.В., Юнин П.А., Шалеев М.В., Скорохо-	
дов Е.В., Калинников М.А., Новиков А.В., Красильник З.Ф. Особенности структурных и оптиче-	
ских свойств InGaN слоёв, полученных методом МПЭ ПА с импульсной подачей потоков	. 736
Логинов А.Б., Логинов Б.А., Исмагилов Р.Р., Бокова-Сирош С.Н., Божьев И.В., Образцов А.Н. Иссле-	
дование механизмов формирования пленок MoS <sub>2</sub> , MoO <sub>2</sub> , WS <sub>2</sub> в процессе химического осаждения из	
газовой фазы	. 738
Логинов Б.А. Некоторые новые возможности зондовой микроскопии для анализа поверхности полупро-	
водниковых структур	. 739
Логинов Д.К., Белов П.А., Герловин И.Я., Игнатьев И.В. Влияние электрического поля на движущийся	
экситон в GaAs	. 741
Лозовой К.А., Винарский В.П., Коханенко А.П. Моделирование эпитаксиального формирования дву-	
мерных материалов на основе кремния и германия	. 743
Мазов Л.С. Псевдощелевое состояние оксидов меди. Электронный топологический переход Лифшица	.744
Максимов А.А., Филатов Е.В., Тартаковский И.И. Температурная зависимость лазерной генерации	
циркулярно-поляризованного света при электрической накачке хирального полупроводникового	
микрорезонатора	. 746
Маремьянин К.В., Хабибуллин Р.А., Щаврук Н.В., Васильевский И.С., Афоненко А.А., Ушаков Д.В.,	
Гавриленко В.И., Морозов С.В. Исследование излучательных особенностей терагерцового кванто-	
во-каскадного лазера при изменении тока и температуры	. 748
Мацукатова А.Н., Емельянов А.В., Черноглазов К.Ю., Миннеханов А.А., Вдовиченко А.Ю., Рыль-	
ков В.В., Демин В.А. Влияние содержания наночастиц серебра в матрице поли- <i>n</i> -ксилилена на ее	
мемристивные характеристики	. 750
Машинский К.В., Попов В.В., Фатеев Д.В. Перестройка радиационного затухания слабой плазмонной	
моды в графеновой структуре с асимметричной элементарной ячейкой	. 752

Милёхин А.Г., Rahaman М., Дуда Т.А., Милёхин И.А., Аникин К.В., Родякина Е.Е., Мансуров В.Г., Васильев Р.Б., Dzhagan V.M., Zahn D.R.T., Латышев А.В. Ближнепольная колебательная	
спектроскопия полупроводниковых наноструктур	. 754
<i>Минтаиров А.М.</i> Контроль топологических энионных состояний в спектрах фотолюмиесценции кванто- вых точек InP/GaInP <sub>2</sub>	. 756
Миньков Г.М., Рут О.Э., Шерстобитов А.А., Германенко А.В., Лвореикий С.А., Михайлов Н.Н.,	
Алешкин В.Я. Отрицательная поляризуемость электронов в квантовых ямах Н2Те. Эксперимент	. 758
Михайлов А.В., Курдюбов А.С., Мурсалимов Л.Ф., Трифонов А.В., Герловин И.Я., Игнатьев И.В. Ис-	
следование динамики неизлучающих экситонов в квантовой яме GaAs/AlGaAs при различных мощ-	760
Постях накачки. Михайлов Н.Н. Варавии В.С. Леоранский С.А. Рамасиник В.Г. Умеаков И.Н. МПЭ рост. сложни и дерер-	. 700
ных и nBn структур на основе твердых растворов CdHgTe	. 762
Михайлов Н.Н., Дворецкий С.А., Меньшиков Р.В., Ужаков И.Н., Тарасов А.С., Федосенко Е.В., Тере-	
щенко О.Е. Альтернативные подложки (013)GaAs/ZnTe/CdTe для МЛЭ роста CdHgTe и PbSnTe	. 764
Михайлова А.М., Ревин А.А., Конаков А.А., Цыпленков В.В., Шастин В.Н. Долинно-орбитальное взаи-	
модействие в германии с донорными примесями: количественный анализ	. 766
Мишин А.В., Кочаровская Е.Р. Влияние распределённой обратной связи волн на горячие моды	
поляритонного спектра гетеролазера класса С с низколобротным резонатором Фабри-Перо	. 768
Моиссенко И.М., Попов В.В., Фатеев Л.В. Плазмонное усиление в структуре с гидродинамическим	
графеном	770
Manazaa M IO Папаа R R Фатааа Л R Электринеское переключение межну розбужлением разнани.	. 770
порозов т.ю., полов в.в., Финеев Д.в. Электрическое переключение между возоуждением радиаци-	772
онной и «нерадиационной» мод терагерцовых плазмонов в периодической графеновой структуре	. 112
<i>Тибильников Д.А., Титови Е.И., Семкин Б.А., Свинцов Д.А.</i> Сверхоыстрый детектор дальнего их	774
диапазона на основе С V D графена	. //4
Нагаев К.Э., Маношин А.А. Электрон-электронное рассеяние и транспортные своиства двумерного про-	
водника со спин-орбитальным взаимодействием	. 776
Нежданов А.В., Усанов Д.А., Кудряшов М.А., Машин А.И. Структурные и оптические свойства плёнок	
ZnSnN <sub>2</sub> : нового материала для солнечной энергетики	. 778
Некоркин С.М., Байдусь Н.В., Самарцев И.В., Жидяев К.С., Чигинева А.Б., Шейков Ю.В., Батья-	
нов С.М., Руднев А.В., Ерунов С.В., Михайлов А.Л. Межзонный двухкаскадный лазер с двадцатью	
квантовыми ямами в активной области	. 780
Николаев И.Д., Уаман Светикова Т.А., Румянцев В.В., Жолудев М.С., Козлов Д.В., Морозов С.В., Дво-	
рецкий С.А., Михайлов Н.Н., Гавриленко В.И., Иконников А.В. Особенности спектров фотопрово-	
лимости квантовых ям HgTe/CdHgTe. обусловленные наличием двойного акцептора	. 782
Николаев С.Н., Чернопииский М.А., Савин К.А., Кривобок В.С., Онишенко Е.Е., Багаев В.С. Антисток-	
сово изпучение лефектов в тонких пленках споистых полупроволников группы Ш–VI	784
Николаде СН Чериовинский МА Саени КА Криевбок ВС Ониненков Группа III (Полове ВС Усма-	
пикониев С.п., терпоницскии п.л., Сибия К.Л., Крибовок Б.С., Опищенко Е.Е., Бисиев Б.С., эсли- иод И И Оптинески эктивные пефекты тонких пленок InSe, вызванные механинеским расшениение	
	786
$\mathcal{L}_{\mathcal{M}}$	. 780
повиков А.Б., Юрасов Д.Б., Лолонскии А.П., Байойкова П.А., Двяков С.А., Шенгуров Д.Б., Казако-	
ва О.И., Рооякина Е.Е., Гасаиниев З.Ш. Взаимодеиствие излучения п-Ge/S1 слоев с модами дву-	700
мерного фотонного кристалла	. /88
Оболенский С.В., Абросимова Н.Д., Дрозоов М.Н. Релаксация электрофизических характеристик струк-	
тур «кремний на изоляторе» после воздействия рентгеновского излучения	. 790
Орлова Н.Н., Рышков Н.С., Загитова А.А., Кулаков В.И., Тимонина А.В., Борисенко Д.Н., Колесни-	
ков Н.Н., Девятов Э.В. Перестройка электронной структуры на границе контакта металл-черный	702
wooder and Krass CA January and PM Variant OH JOHN HA Jacobas MH Davary a reference	. 192
Охапкин А.И., Краев С.А., Данильцев Б.М., Арыкин О.И., Юнин П.А., Дрозоов М.П. Блияние дооавки	
хлорпентафторэтана в составе хлорсодержащей плазмы на скорость и характеристики профиля	704
травления арсенида галлия	. 794
Павлов Н.В., Зегря Г.Г. Влияние несферичности кр гамильтониана на межподзонные переходы в	
напряженных квантовых ямах GaAs/InGaAs	. 796
Перов А.А., Пикунов П.В., Морозова Е.А. Поперечный эффект Нернста-Эттинсгаузена в двумерном	
электронном газе двоякопериодической сверхрешетки	. 798
Петрушков М.О., Абрамкин Д.С., Емельянов Е.А., Ненашев А.В., Есин М.Ю., Васев А.В., Пу-	
тято М.А., Богомолов Д.Б., Гутаковский А.К., Преображенский В.В. Рост гетероструктур с	
InAs/GaP квантовыми ямами на кремниевой подложке методом молекулярно-лучевой эпитаксии	. 800
Пименов Н.Ю., Авдижиян А.Ю., Лавров С.Д., Брехов К.А. Экспериментальное исследование экситонов	
в двумерных гетероструктурах MoS <sub>2</sub> \WS <sub>2</sub> методом фотолюминесцентной спектроскопии	. 802

Позняк А.А., Knörnschild G.H., Плиговка А.Н., Ларин Т.Д. Особенности анодного оксида, формируемо-
го анодированием алюминия в водных растворах хелатных комплексных соединений цинка
и кобальта
Полищук О.В., Фатеев Д.В., Попов В.В. Усиление терагерцового излучения в графене с пространствен-
ной дисперсией при малых скоростях дрейфа носителей заряда
Попов В.Г. Релаксация носителей в квантово-каскадных лазерах с вынужденным комбинационным рас-
Попов В.Г., Криштоп В.Г., Тарелкин С.А. Неупругое рассеяние носителей на оптических фононах в
полупроволниковых дазерах с накачкой 809
Преоблаженский Е.И., Водольянов A.B., Нежданов A.B. Intercalation of graphene with hydrogen using
inductively coupled hydrogen-argon plasma
Пизанов А.С., Бибикова В.В., Забавичев И.Ю., Оболенская Е.С., Потехин А.А., Тарасова Е.А., Восто-
ков Н.В., Козлов В.А., Оболенский С.В. Молелирование реакции низкобарьерного неохлажлаемого
лиола Мотта на возлействие ионизирующих излучений космического пространства
Разова А.А., Андронов Е.В., Румяниев В.В., Михайлов Н.Н., Лвореикий С.А., Гавриленко В.И., Моро-
зов С.В. Исследование энергии Урбаха в объемных пленках и гетероструктурах с квантовыми яма-
ми на основе HgCdTe, вырашенных методом молекулярно-лучевой эпитаксии
Разова А.А., Румяниев В.В., Алешкин В.Я., Михайлов Н.Н., Двореикий С.А., Морозов С.В. Исследова-
ния времен рекомбинации неравновесных носителей и длинноволнового стимулированного излуче-
ния в волноводных гетероструктурах с квантовыми ямами на основе HgCdTe
Резник Р.Р., Котляр К.П., Крыжановская Н.В., Акопян Н., Цырлин Г.Э. Гибридные наноструктуры на
основе III-V нитевидных нанокристаллов с квантовыми точками на поверхности кремния. Первая
экспериментальная формула ширины запрещенной зоны AlGaAs, обладающего вюрцитной кристал-
лографической фазой
Родионов Д.А., Загороднев И.В., Заболотных А.А. Магнитоплазменное поглощение электромагнитного
излучения 2D электронным диском
Рудык Н.Н., Ильин О.И., Ильина М.В., Хубежов С.А., Федотов А.А., Агеев О.А. Влияние параметров
метода PECVD на рост УНТ для устройств нанопьезотроники 824
Русецкий В.С., Голяшов В.А., Миронов А.В., Аксёнов В.В., Дёмин А.Ю., Терещенко О.Е.
Фотоэмиссионные свойства мультищелочных фотокатодов
Рыбкина А.А., Фильнов С.О., Глазкова Д.А., Тарасов А.В., Ерыженков А.В., Шикин А.М., Рыбкин А.Г. Трансформация буферного слоя в монослой графена на SiC(0001) посредством интеркаляции ко- бали та
Рыков А.В., Крюков Р.Н., Самарцев И.В., Юнин П.А., Шенгуров В.Г., Байдусь Н.В. Исследование ан-
тифазных доменов в структурах GaAs/AlGaAs/Ge/Si(100)
Сабитов Д.Р., Телегин К.Ю., Волков Н.А., Багаев Т.А., Ладугин М.А., Падалица А.А., Мармалюк А.А., Лобинцов А.В., Сапожников С.М., Кричевский В.В., Коняев В.П., Симаков В.А. Спектральные
особенности полупроводниковых лазеров олижнего и к – диапазона на основе квантовых ям
Самарцев И.В., Некоркин С.М., Звонков Б.Н., Куорявцев К.Е., Зооровеищев А.В., Планкина С.М., Ры-
ков А.Б. Фоточувствительные тетероструктуры на длину волны до 1,25 мкм с дискретным мета-
морфным буфером на Са $AS$
Сбиикит П., Борообев А.Ю., Ожогини Л.Б., Пеоблосин Б.А. Блияние оксидного поверхностного слоя на
рост эпитаксиальных нитевидных нанокристаллов кремния
изпряженной активной области AlGaInAs/InP полупроволниковых изличателей спектрального низ-
пазона 1 3-1 6 мкм
Пазона 1.5-1.0 МКМ
<i>ман</i> . <i>Н., Гейм А.К.</i> Туннельные транзисторы как высокочувствительные детекторы терагерцового 840
Семенов НЛ Андреев И В. Муравьев В.М. Кукушкин И В. Перестраиваемый I С-резонатор на основе
лвумерной электронной системы
Семиков Л.А., Волков П.В., Горюнов А.В., Лукьянов А.Ю., Тептышник А.Л. Пахомов Г.Л. Трае-
<i>кин В.В.</i> Исследование теплопереноса в тонкопленочных структурах на основе перовскитов мето- лом низкокогерентной танлемной интерферометрии
Сёмкин В.А., Мыльников Д.А., Титова Е.И., Свиниов Д.А. Об оптимальном выборе контактной пары
металлов в фотодетекторах на основе графена
Силкин В.В., Свинцов Д.А. Плазмонное усиление фототока в двумерных системах за пределами эффек-

Смагина Ж.В., Степихова М.В., Зиновьев В.А., Перетокин А.В., Родякина Е.Е., Ненашев А.В., Рудин С.А., Новиков А.В., Лвуреченский А.В. Излучательные свойства упорялоченных олиночных	
и групп GeSi наноостровков встроенных в фотонные кристаллы	850
Смирнов В.А., Томинов Р.В., Шиховиов И.А., Угрюмов И.С., Агеев О.А. Исследование эффекта рези-	. 000
стивного переключения в стержнях оксида цинка	852
Соколовская О.И., Заботнов С.В., Головань Л.А., Кашкаров П.К., Куракина Д.А., Сергеева Е.А., Ки- риллин М.Ю. Оценка эффективности применения наночастиц из пористого кремния для фотогипер- термии биотканей	. 854
Сокура Л.А., Берт Н.А., Байдакова М.А., Левин А.А., Ершов А.В. Молификация отжигом структурных и	
морфологических свойств массивов нановключений германия в многослойной периодической структуре Al <sub>2</sub> O <sub>3</sub> /Ge/Si	856
Сошников И.П., Котляр К.П., Резник Р.Р., Гридчин В.О., Лысак В.В., Кириленко Д.А., Берт Н.А., Цырлин Г.Э. Особенности структурных напряжений в нитевидных нанокристаллах InGaN/GaN	858
Степихова М.В., Rutskaia V., Петров М.И., Перетокин А.В., Шалеев М.В., Новиков А.В., Schilling J., Красильник З.Ф. Резонансные явления в люминесцентном отклике одиночных Ми резонаторов и их	
цепочек, сформированных на кремниевых структурах с наноостровками Ge(Si)	860
Степихова М.В., Дьяков С.А., Яблонский А.Н., Перетокин А.В., Юрасов Д.В., Шенгуров Д.В., Нови-	
ков А.В., Красильник З.Ф. Усиление люминесцентного отклика наноостровков Ge(Si) на связанных	
состояниях в континууме в двумерных фотонных кристаллах	862
Сушков А.А., Павлов Д.А., Андрианов А.И., Шенгуров В.Г., Денисов С.А., Чалков В.Ю., Крюков Р.Н.,	
Байдусь Н.В., Рыков А.В., Юрасов Д.В., Новиков А.В. Диагностика А <sub>3</sub> В5 гетероструктур на Ge/Si, Ge/SOI	864
Тарасенко С.А. Оптически активные спиновые центры в SiC	. 866
Тарасов А.С., <u>Акимов А.Н.</u> , Ахундов И.О., Голяшов В.А., Ищенко Д.В., Климов А.Э., Молодцова Е.Л., Пащин Н.С., Федосенко Е.В., Супрун С.П., Шерстякова В.Н., Терещенко О.Е. Получение атомар- ио институри и отруктурио упорановании и порархиостей опитехснови и и прёмок Ph. Sp. To (111)	867
Тапасова F 4 Хазанова C В Голиков О Л Пузанов 4 С Земляков В Е Оболенский C В Анэлиз	. 007
влияния спейсерных слоев на нелинейные искажения вольт-амперных характеристик DpHEMT	860
Спруктур на основе соединении GaAs/ mGaAs. Телегин К.Ю., Волков Н.А., Сабитов Д.Р., Багаев Т.А., Падалица А.А., Ладугин М.А., Марма- люк А.А. Повышение излучательной эффективности квантовых ям на основе AlGaAs.	809
Терешенко О.Е., Голяшов В.А., Климов А.Э., Тарасов А.С., Кавеев А.К., Ишенко Л.В., Миронов А.Ю.,	
<i>Супрун С.П.</i> Криогенная электроника и спинтроника на основе кристаллического топологического изолятора Pb <sub>1-x</sub> Sn <sub>x</sub> Te	873
Тетельбаум Д.И., Никольская А.А., Королев Д.С., Алмаев А.В., Чигиринский Ю.И., Михайлов А.Н., Белов А.И., Нежданов А.В., Трушин В.Н., Николичев Д.Е., Giulian R., Китаг М. Синтез и моди- фикация наноструктур на основе оксида галлия методами ионной имплантации и магнетронного осажления	875
Титова А.М., Ленисов С.А., Шенгуров В.Г., Чалков В.Ю., Зайиев А.В., Трушин В.Н., Кудрин А.В., Фи-	
латов Д.О., Нежданов А.В., Бузынин Ю.Н. In situ легирование гетероэпитаксиальных слоев Ge <sub>1-x</sub> Sn <sub>x</sub> /Si(001) при их выращивании методом HW CVD	877
Тихонов Е.С., Петруша С.В., Храпай В.С., Шовкун Д.В., Квон З.Д., Михайлов Н.Н., Дворецкий С.А.	
Электронная локализация и статистика протекания заряда в геликальных краевых состояниях	879
Тойкка А.С., Каманина Н.В. Оптимизация электрооптических свойств тонких ІТО плёнок углеродными	
нанотрубками	. 881
Уаман Светикова Т.А., Иконников А.В., Румянцев В.В., Козлов Д.В., Варавин В.С., Михайлов Н.Н., Дворецкий С.А. Температурная зависимость примесной фотопроводимости эпитаксиальных пленок Соците: розу филитириий потенции истории в составляют составляют в составляют составляют составляют составляют в составляют составляют в составляют составляются в составляют составляют в составляют составляют составляются в составляют составляют составляются в составляют составляются в составляются составляются в составляются составляются в составляются в составляются составляются в составляются составля составляются составляются составляются составл	883
Синдте, роль флуктуации потенциала	. 005
з тапа д.р., шкляев л.л. Осооснности формирования суомикронных частиц Ос и 51 методом обратной питографии	885
литографии Умонули RR Мопогов CR Руманиев RR Фадева MA Разова AA Аленинин RA Гаврияен	. 005
ко В.И., Михайлов Н.Н., Дворецкий С.А. Экспресс-методика постростовой характеризации гетеро-	887
структур с кранторыми лиами песси с/сипетс	. 00/
кин В.В., Алешкин В.Я., Михайлов Н.Н. Моделирование квантово-каскадных детекторов ИК диа- пазона на основе CdHgTe	889
Фатеев Д.В., Полищук О.В., Морозов М.Ю., Машинский К.В., Моисеенко И.М., Попов В.В. Использо-	
вание слабых плазмонных мод для детектирования и усиления терагерцового излучения	891
Филатов Д.О., Шенина М.Е., Роженцов И.А., Коряжкина М.Н., Новиков А.С., Антонов И.Н., Ер- шов А.В., Горшков А.П., Горшков О.Н. Влияние оптического излучения на резистивное переклю-	
---	-----
чение в МДП-структурах на основе плёнок ZrO <sub>2</sub> (Y) с наночастицами Au	893
Фирсов Д.А., Махов И.С., Будкин Г.В., Граф С.В. Увлечение фотонов электрическим током при меж-	
подзонных переходах электронов в квантовых ямах GaAs/AlGaAs	895
Хабибуллин Р.А., Галиев Р.Р., Павлов А.Ю., Щаврук Н.В., Пономарев Д.С., Ушаков Д.В., Афонен- ко А.А., Волков О.Ю., Дюжиков И.Н., Павловский В.В. Одномодовый режим генерации ТГц кван-	
тово-каскадных лазеров: новые подходы и экспериментальные результаты	897
<i>Хазанова С.В., Голиков О.Л., Панфилов А.С.</i> Расчет электрофизических параметров гетероструктур In- GaAs/GaAs с двусторонним дельта-легированием	899
Хазанова С.В., Савельев В.В. Расчёт кондактанса периодических структур на основе графена	901
Хорошилов В.С., Протопопов Д.Е., Казанцев Д.М., Журавлев А.Г., Шайблер Г.Э., Речкунов С.Н., Аль- перович В.Л. Фотоэмиссия из p-GaAs(001), (111)А и (111)В при переходе от отрицательного к по-	
ложительному электронному сродству	903
<i>Цуриков Д.Е.</i> Нейросетевая функциональность гексагональной полупроводниковой наноструктуры <i>Цыпленков В.В., Шастин В.Н.</i> Междолинные процессы релаксации состояний мелких доноров в	905
германии	907
<i>Черненко А.В., Бричкин А.С.</i> Метод получения высококачественных гетероструктур дихалькогенидов	000
Использование и сталлов	909
	911
иолекулярной формы мышьяка на процессы кристаллизации канельных структур индия	911
$U_{U_2}$ и своисть и сво	715
Крюков А.В., Баклашов Д.И. Влияние конструктивных и технологических особенностей на напря-	015
жение переключения низковольтных GaAs тиристорных структур, выращенных методом 1 $\Psi$ 3 мос	913
Чумаков н.к., Давыоов А.Б., Маиоорооа И.О., Моргун Л.А., Шаоанов С.Ю., Смирнов Д., Валеев Б.Г. Мезоскопическая квантовая когерентность и осцилляции Аронова-Альтшулера-Спивака в двумер-	017
HOM SIDERTPOHHOM TASE TETEPOCTPYKTYP AIGAN / AIN / GAN	917
шамес А.И., Осипов В.Ю., Seeря Г.Г., Самосват Д.М., Буль А.А. Блияние поверхности на спектр элек-	010
тронного парамагнитного резонанса примесных центров в алмазных частицах	919
шамирзаев 1.С., кашет J., эковлев Д.Р., Bayer M. Оптическая ориентация экситонов в непрямозонных	021
квантовых точках	921
Шамирзаев Г.С., Бакаров А.К., Яковлев Д.Р., Bayer М. Спиновая динамика экситонов в квантовых ямах (In,Al)(Sb,As)/AlAs	923
Шоболова Т.А., Мокеев А.С., Рудаков С.Д., Шоболов Е.Л., Оболенский С.В. Широкий кремниевый суб-	
микронный металл-оксид-полупроводник транзистор с зависимым контактом к карману	925
<i>Юнин П.А., Охапкин А.И., Дроздов М.Н., Вишвцев М.А.</i> Многослойные структуры на основе модуляции sp <sup>2</sup> /sp <sup>3</sup> -гибридизации углерода в PECVD DLC	927
Юрасов Д.В., Вербус В.А., Гусев Н.С., Морозова Е.Е., Новиков А.В., Скороходов Е.В., Шенгуров Д.В., Яблонский А.Н. Формирование и оптические свойства покально растянутых Ge микромостиков	
встроенные в микрорезонаторы	929

# Дополнительные материалы

# Секция 4 Зондовая микроскопия: измерения и технологии атомарного и нанометрового масштаба

Кудряшов А.В., Yano R., Голубов А.А., Kashiwaya S., Столяров В.С. Сканирующая туннельная спектро-	
скопия магнитного топологического изолятора Fe-BiSbTe <sub>2</sub> Se	. 933
Ружицкий В.И., Соловьёв И.И., Бакурский С.В., Клёнов Н.В., Сидоренко А.С., Родичев Д.Ю., Куприя-	
нов М.Ю., Столяров В.С. Моделирование динамического распределения магнитного потока в	
длинном джозефсоновском переходе	. 936
Скрябина О.В., Бакурский С.В., Шишкин А.Г., Клименко А.А., Напольский К.С., Кленов Н.В., Соловь-	
ев И.И., Рязанов В.В., Голубов А.А., Родичев Д., Куприянов М.Ю., Столяров В.С. Перегрев джо-	
зефсоновских переходов на основе золотых нанопроводов, обусловленный геометрией образца	. 938

# СПИСОК УЧАСТНИКОВ

# Ganichev Sergey D.

The University of Regensburg Universitätsstraße, 31, Regensburg, 93053, Germany +49172 3556700 Sergey.Ganichev@physik.uni-regensburg.de

# Kumar Niranjan

Институт физики микроструктур РАН — филиал Федерального государственного бюджетного учреждения науки «Федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики Российской академии наук» ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия +79300718856 kumar@ipmras.ru

# Otsuji Taiichi

Tohoku University 2 Chome-1-1 Katahira, Aoba Ward, Sendai, Miyagi Prefecture 980-8577 +818018578253 otsuji@riec.tohoku.ac.jp

# Tani Masahiko

University of Fukui 3 Chome-9-1 Bunkyo, Fukui, 910-8507, Япония +81776-27-8659 tani@fir.u-fukui.ac.jp

# Vasanelli Angela

Laboratoire de physique de l'école normale supérieure 24 rue Lhomond, 75005 Paris, France +330144322529 angela.vasanelli@phys.ens.fr

# Vasilevskiy Mikhail I.

The University of Minho Largo do Paço, Braga, 4704-553, Portugal +351253604069 mikhail@fisica.uminho.pt

# **Hubers Heinz-Wilhelm**

German Aerospace Center (DLR), Institute of Optical Sensor Systems Raumfahrtmanagement 53227 Bonn-Oberkassel +4967055596 Heinz-Wilhelm.Huebers@dlr.de

# **Efremov Dmitri Victorovich**

Leibniz Institute for Solid State and Materials Research Helmholtzstraße, 20, Dresden, 01069, Germany +493154629385 d.efremov@ifw-dresden.de

# Il'ichev Evgeny

Institute of Photonic Technology Albert-Einstein-Straße, 9, Jena, 07745, Germany +493641206121 evgeni.ilichev@ipht-jena.de

### **Roditchev Dimitri**

Ecole Superieure de Physique et de Chimie Industrielles de la Ville de Paris 10 rue Vauquelin 100140794575 dimitri.roditchev@espci.fr

### Абрамкин Демид Суад

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова Сибирского отделения Российской академии наук пр. Ак. Лаврентьева, 13, Новосибирск, 630090, Россия +73833306945 dalamber.07@mail.ru

# Абрамов Александр Сергеевич

Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования «Уральский федеральный университет им. первого Президента России Б. Н. Ельцина». ул. Мира, 19, Екатеринбург, 620002, Россия +79530575333 alexander.abramov@urfu.ru

# Абросимова Наталья Дмитриевна

Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования «Национальный исследовательский Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского» пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950, Россия +79506027771

andnenastik@inbox.ru

# Акишева Анна Владимировна

Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования «Уральский федеральный университет им. первого Президента России Б. Н. Ельцина». ул. Мира, 19, Екатеринбург, 620002, Россия +7111111111 annagudkova94@gmail.com

### Акмаев Марк Александрович

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Физический институт им. П.Н. Лебедева Российской академии наук Ленинский проспект, 53, ГСП-1, Москва, 119991, Россия +74991326549 akmaevma@lebedev.ru

# Аладышкин Алексей Юрьевич

Институт физики микроструктур РАН — филиал Федерального государственного бюджетного учреждения науки «Федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики Российской академии наук» ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия +78314179485 aladyshkin@yandex.ru

# Александров Иван Анатольевич

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова Сибирского отделения Российской академии наук пр. Ак. Лаврентьева, 13, Новосибирск, 630090, Россия +7(383) 330-44-75 aleksandrov@isp.nsc.ru

### Алешкин Владимир Яковлевич

Институт физики микроструктур РАН — филиал Федерального государственного бюджетного учреждения науки «Федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики Российской академии наук» ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия +78314179482 aleshkin@ipmras.ru

### Аликин Денис Олегович

Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования «Уральский федеральный университет им. первого Президента России Б.Н. Ельцина». ул. Мира, 19, Екатеринбург, 620002, Россия +79068075515 denis.alikin@urfu.ru

# Алтыншина Гузель Рафкатовна

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики молекул и кристаллов Уфимского научного центра Российской академии наук пр. Октября, 71, Уфа, 450075, Россия +79272392880 guzel altynshina7@mail.ru

### Аль-Араджи Зайнаб Хуссам

Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования «Воронежский государственный технический университет» 394026, Россия, Воронеж, Московский пр., 14 +79521062102

soamisoami4@gmail.com

### Аль-араджи Зайнаб

Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования «Воронежский государственный технический университет» 394026, Россия, Воронеж, Московский пр., 14

394020, Россия, воронеж, московский пр., 14 +79521062102 зајаза Jalazaja@mail.ru

zainab.alaraje@mail.ru

# Андреев Борис Александрович

Институт физики микроструктур РАН — филиал Федерального государственного бюджетного учреждения науки «Федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики Российской академии наук»

ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия +79107942216 boris@ipmras.ru

### Андреев Иван Владимирович

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики твердого тела Российской академии наук ул. ак. Осипьяна, 2, Черноголовка, Московская обл.,142432, Россия +74965224431 andreev@issp.ac.ru

### Андреева Марина Алексеевна

Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования «Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова» Ленинские горы, ГСП-1, Москва, 119991, Россия +79037120837 Mandreeva1@yandex.ru

### Анкудинов Александр Витальевич

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук ул. Политехническая, 26, Санкт-Петербург, 194021, Россия +79313624317 alexander.ankudinov@mail.ioffe.ru

### Антонов Дмитрий Александрович

Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования «Национальный исследовательский Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского» пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950, Россия +79202503324

antonov@phys.unn.ru

# Антюшин Евгений Сергеевич

Институт физики микроструктур РАН — филиал Федерального государственного бюджетного учреждения науки «Федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики Российской академии наук» ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия +79991200207 evgenyantyushin@ipmras.ru

### Арутюнов Константин Юрьевич

Национальный исследовательский университет «Высшая школа экономики» 123458, Москва, ул. Таллинская, д. 34 +79296471123 karutyunov@hse.ru

# Архипов Ростислав Михайлович

Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования «Санкт-Петербургский государственный университет» Университетская набережная, 7/9, Санкт-Петербург, 199034, Россия +79119567068 arkhipovrostislav@gmail.com

### Архипова Екатерина Александровна

Институт физики микроструктур РАН — филиал Федерального государственного бюджетного учреждения науки «Федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики Российской академии наук» ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия +79103947900 suroveginaka@ipmras.ru

# Атанасова Павлина Христова

Объединённый институт ядерных исследований ул. Жолио-Кюри, 6 Дубна, Московская область, 141980, Россия +79856419213 poli@jinr.ru

### Атепалихин Артемий Алексеевич

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова Российской академии наук ул. Моховая, 11/7, Москва, 125009, Россия +79229329898 atepalikhin@hitech.cplire.ru

# Афоненко Александр Анатольевич

Том 2

Белорусский государственный университет пр. Независимости, 4, Минск, 220030, Республика Беларусь +375297050052 a.afonenka@mail.ru

# Ахматханов Андрей Ришатович

Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования «Уральский федеральный университет им. первого Президента России Б.Н. Ельцина». ул. Мира, 19, Екатеринбург, 620002, Россия +7343-389-95-68 andrey.akhmatkhanov@urfu.ru

# Ахметова Ассель Иосифовна

Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования «Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова» Ленинские горы, ГСП-1, Москва, 119991, Россия +79250926757 assel1505@yandex.ru

# Ахсахалян Арам Давидович

Институт физики микроструктур РАН — филиал Федерального государственного бюджетного учреждения науки «Федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики Российской академии наук» ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия +78314385313 akh@ipm.sci-nnov.ru

# Бабичев Андрей Владимирович

Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования «Санкт-Петербургский национальный исследовательский университет информационных технологий, механики и оптики»

пр. Кронверкский, 49, Санкт-Петербург, 197101, Россия

+78123275055 a.babichev@mail.ioffe.ru

# Багаев Тимур Анатольевич

Открытое акционерное общество «Научноисследовательский институт «Полюс» им. М.Ф. Стельмаха» РФ, 117342, Москва, ул. Введенского, 3 +74953333325 bagaevtimur@mail.ru

# Баева Эльмира Миталиповна

Национальный исследовательский университет «Высшая школа экономики» 123458, Москва, ул. Таллинская, д. 34 +79777478001 baeva.elm@gmail.com

# Байдакова Наталия Алексеевна

Институт физики микроструктур РАН — филиал Федерального государственного бюджетного учреждения науки «Федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики Российской академии наук» ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия +78314385555

banatale@ipmras.ru

# Байдусь Николай Владимирович

Научно-исследовательский физико-технический институт федерального государственного автономного образовательного учреждения высшего образования «Национальный исследовательский Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского» пр. Гагарина 23/3, Нижний Новгород, 603950, Россия +78314623190 bnv@nifti.unn.ru

# Барышев Владимир Рудольфович

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт прикладной физики Российской академии наук ул. Ульянова, 46, Нижний Новгород, 603950, Россия +78314160669 RandomData@yandex.ru

# Бастракова Марина Валерьевна

Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования «Национальный исследовательский Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского» пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950, Россия +79108926041

mar.denisenko@gmail.com

# Батаев Матвей Николаевич

Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования «Санкт-Петербургский государственный университет» Университетская набережная, 7/9, Санкт-Петербург, 199034, Россия +79310010043

batae1996@gmail.com

# Баулин Роман Алексеевич

Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования «Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова» Ленинские горы, ГСП-1, Москва, 119991, Россия +79168078061 romanbaulin17@gmail.com

# Бахтизин Рауф Загидович

Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования «Башкирский государственный университет» ул. Фрунзе, 32, Уфа, 450007, Россия +73472299647 raouf@bsunet.ru

# Бекин Николай Александрович

Институт физики микроструктур РАН — филиал Федерального государственного бюджетного учреждения науки «Федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики Российской академии наук» ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия +78314179479 nbekin@ipm.sci-nnov.ru

# Бельков Василий Валентинович

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук ул. Политехническая, 26, Санкт-Петербург, 194021, Россия +78122927989 bel@epi.ioffe.ru

### Беляков Владимир Алексеевич

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт теоретической физики им. Л.Д. Ландау Российской академии наук пр. ак. Семенова, 1а, Черноголовка, Московская обл., 142432, Россия +74991373244 bel@landau.ac.ru

# Беспалов Антон Андреевич

Институт физики микроструктур РАН — филиал Федерального государственного бюджетного учреждения науки «Федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики Российской академии наук»

ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия +79026886209 bespalovaa@gmail.com

# Бизяев Дмитрий Анатольевич

Казанский физико-технический институт им. Е.К. Завойского — обособленное структурное подразделение Федерального государственного бюджетного учреждения науки «Федеральный исследовательский центр «Казанский научный центр Российской академии наук»

ул. Сибирский тракт, д. 10/7, Казань, 420029, Россия +78432319107 dbiziaev@inbox.ru

### Бобков Александр Михайлович

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики твердого тела Российской академии наук ул. ак. Осипьяна, 2, Черноголовка, Московская обл.,142432, Россия +79057370021 bobkov@issp.ac.ru

# Бобков Григорий Александрович

Московский Физико-Технический институт (национальный исследовательский университет) 141701, Московская область, г. Долгопрудный, Институтский пер., 9. +79671054231 gabobkov@mail.ru

# Бобкова Ирина Вячеславовна

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики твердого тела Российской академии наук ул. ак. Осипьяна, 2, Черноголовка, Московская обл.,142432, Россия +79031151926 bobkova@issp.ac.ru

# Бобров Александр Игоревич

Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования «Национальный исследовательский Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского» пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950, Россия +79200353537 bobrov@phys.unn.ru

### Бреев Илья Дмитриевич

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук ул. Политехническая, 26, Санкт-Петербург, 194021, Россия +79110976119

breev.ilia.d@mail.ioffe.ru

# Бубис Антон Владимирович

Сколковский институт науки и технологий Территория Инновационного Центра "Сколково", улица Нобеля, д. 3 Москва 143026 Россия +79261903595 bubka205@gmail.com

### Бурмистров Игорь Сергеевич

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт теоретической физики им. Л.Д. Ландау Российской академии наук пр. ак. Семенова, 1а, Черноголовка, Московская обл., 142432, Россия +79099884331 burmi@itp.ac.ru

# Бурцев Антон Андреевич

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт проблем лазерных и информационных технологий Российской академии наук

ул. Святоозерская, 1, Шатура, 140700, Россия +79209152865 murrkiss2009@yandex.ru

### Бухараев Анастас Ахметович

Казанский физико-технический институт им. Е.К. Завойского — обособленное структурное подразделение Федерального государственного бюджетного учреждения науки «Федеральный исследовательский центр «Казанский научный центр Российской академии наук» ул. Сибирский тракт, д. 10/7, Казань, 420029, Россия 580298432319107

a bukharaev@mail.ru

# Бушуев Владимир Алексеевич

Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования «Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова» Ленинские горы, ГСП-1, Москва, 119991, Россия +74953967380 vabushuev@yandex.ru

### Быков Виктор Александрович

NT-MDT Spectrum Instruments Москва, Зеленоград, проезд № 4922, дом 4, строение 3 +79852113544 vbykov@ntmdt-si.ru

### Вадимов Василий Львович

Университет Аалто Университет Аалто, Эспоо, Финляндия +358466815101 vvadimov93@gmail.com

### Васильевский Иван Сергеевич

Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования «Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ» Каширское ш., 31, Москва, 115409, Россия +79162107418 ivasilevskii@mail.ru

### Васильченко Александр Анатольевич

Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования «Кубанский государственный университет» ул. Ставропольская, 149, Краснодар, 350040, Россия +78612211298 a vas2002@mail.ru

### Ведь Михаил Владиславович

Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования «Национальный исследовательский Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского» пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950, Россия +79101066998 mikhail28ved@gmail.com

### Вилков Евгений Александрович

Фрязинский филиал федерального государственного бюджетного учреждения науки Института радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова Российской академии наук

пл. Введенского 1, Фрязино, Московская обл., 141190, Россия +79250376081

e-vilkov@yandex.ru

### Вилков Илья Владимирович

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт металлоорганической химии им. Г.А. Разуваева Российской академии наук ул. Тропинина, 49, ГСП-445, Нижний Новгород, 603950, Россия +79200072012 mr.vilkof@yandex.ru

### Винниченко Максим Яковлевич

Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования «Санкт-Петербургский политехнический университет Петра Великого» ул. Политехническая, 29, Санкт-Петербург, 195251, Россия +79214111694 vinnimaks@mail.ru

#### Винниченко Максим Яковлевич

Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования «Санкт-Петербургский политехнический университет Петра Великого» ул. Политехническая, 29, Санкт-Петербург, 195251, Россия

+79214111694 mvin@spbstu.ru

### Вихрова Ольга Викторовна

Научно-исследовательский физико-технический институт федерального государственного автономного образовательного учреждения высшего образования «Национальный исследовательский Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского» пр. Гагарина 23/3, Нижний Новгород, 603950, Россия 306338314623120 vikhrova@nifti.unn.ru

### Вишняков Евгений Александрович

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Физический институт им. П.Н. Лебедева Российской академии наук Ленинский проспект, 53, ГСП-1, Москва, 119991, Россия +79032886415 juk301@mail.ru

# Водолазов Денис Юрьевич

Институт физики микроструктур РАН — филиал Федерального государственного бюджетного учреждения науки «Федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики Российской академии наук» ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия +783124179485 vodolazov@ipmras.ru

### Войцеховский Александр Васильевич

Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования «Национальный исследовательский Томский государственный университет» пр. Ленина, 36, Томск, 634050, Россия +79131010077 vav43@mail.tsu.ru

### Волков Владимир Александрович

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова Российской академии наук ул. Моховая, 11/7, Москва, 125009, Россия +74956293394 volkov.v.a@gmail.com

### Волков Никита Александрович

ООО «Сигм плюс» ул. Введенского, 3, Москва, 117342, Россия +79267809597 volkov\_n\_a@mail.ru

# Высоцкий Сергей Львович

Саратовский филиал федерального государственного бюджетного учреждения науки Института радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова Российской академии наук ул. Зеленая, 38, Саратов, 410019, Россия +78452391236д.185 vysotsl@gmail.com

### Гавриков Максим Владимирович

Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования «Саратовский национальный исследовательский государственный университет им. Н.Г. Чернышевского» ул. Астраханская, 83, Саратов, 410012, Россия +79172194402 maks.gavrikov.96@gmail.com

# Гавриленко Владимир Изяславович

Институт физики микроструктур РАН — филиал Федерального государственного бюджетного учреждения науки «Федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики Российской академии наук» ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия +78314179462 gavr@ipmras.ru

### Гаврищакин Георгий Дмитриевич

Институт нанотехнологий, электроники и приборостроения Южного федерального университета ул. Шевченко, 2E, Таганрог, 347922, Россия +79880952241 gavrishakin@sfedu.ru

# Гагин Андрей Александрович

Лаборатория оптоэлектроники двумерных материалов Московского физико-технического института (Государственного университета) 141701, Московская область, г. Долгопрудный, Институтский пер., 9 +79267869918 gagin@phystech.edu

# Гайсин Айдар Уралович

Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования «Санкт-Петербургский государственный университет» Университетская набережная, 7/9, Санкт-Петербург, 199034, Россия +79111411306 darikgais@gmail.com

### Галин Михаил Александрович

Институт физики микроструктур РАН — филиал Федерального государственного бюджетного учреждения науки «Федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики Российской академии наук» ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия +78314179483 galin@ipmras.ru

### Гапоненко Николай Васильевич

Учреждение образоваия «Белорусский государственный университет информатики и радиоэлектроники»

ул. П. Бровки, 6, Минск, 220013, Республика Беларусь

+375293-88-75 nvgnvg1@tut.by

# Гапонов Михаил Станиславович

Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования «МИРЭА — Российский технологический университет» 119454, ЦФО, г. Москва, Проспект Вернадского, д. 78 +79165417250 gaponov.m.s@yandex.ru

# Гарахин Сергей Александрович

Институт физики микроструктур РАН — филиал Федерального государственного бюджетного учреждения науки «Федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики Российской академии наук» ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия +79036574182 GarakhinS@yandex.ru

# Гатин Андрей Константинович

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Федеральный исследовательский центр химической физики им. Н.Н. Семенова Российской академии наук ул. Косыгина, 4, Москва, 119991, Россия +79165647477 akgatin@yandex.ru

### Герасимова Лидия Александровна

Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования «Казанский (Приволжский) федеральный университет» ул. Кремлевская, 18, Казань, 420008, Россия +79046733046 lidia.gerasimova.96@mail.ru

### Гимадеева Любовь Вячеславовна

Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования «Уральский федеральный университет им. первого Президента России Б.Н. Ельцина». ул. Мира, 19, Екатеринбург, 620002, Россия +79527366033 Iv.gimadeeva@urfu.ru

# Гимазов Ильнур Илхамович

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Казанский физико-технический институт им. Е.К. Завойского Казанского научного центра Российской Академии наук ул. Сибирский тракт, 10/7, Казань, Республика Татарстан, 420029, Россия +79375821074 ubvfp94@mail.ru

# Глаголев Петр Юрьевич

Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования «Национальный исследовательский университет «МИЭТ» проезд 4806, 5, Зеленоград, Москва, 124498, Россия +79607162568 skirdovf@mail.ru

# Глинский Игорь Андреевич

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт сверхвысокочастотной полупроводниковой электроники Российской академии наук Нагорный проезд, 7, корп. 8/0, Москва, 117105, Россия +79032362164 glinskiy.igor@yandex.ru

# Голикова Татьяна Евгеньевна

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики твердого тела Российской академии наук ул. ак. Осипьяна, 2, Черноголовка, Московская обл.,142432, Россия +79164467524 golt2@list.ru

### Головчанский Игорь Анатольевич

Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего профессионального образования «Московский физико-технический институт (национальный исследовательский университет)» ул. Керченская, 1а, корп. 1, Москва, 113303, Россия +711111111111 golov4anskiy@gmail.com

### Гольцман Григорий Наумович

Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования

«Московский педагогический государственный университет» ул. Малая Пироговская, 1, стр.1, Москва, 119991, Россия +74992461202 goltsman10@mail.ru

# Голяшов Владимир Андреевич

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова Сибирского отделения Российской академии наук пр. Ак. Лаврентьева, 13, Новосибирск, 630090, Россия +79915060506 vladimirgolyashov@gmail.com

# Гончаров Борис Владимирович

Федеральное государственное бюджетное учреждение «Национальный исследовательский центр «Курчатовский институт» пл. ак. Курчатова, 1, Москва, 123182, Россия +79850264999 goncharov\_bv@nrcki.ru

### Горай Леонид Иванович

Федеральное государственное бюджетное учреждение высшего образования и науки «Санкт-Петербургский национальный исследовательский Академический университет им. Ж.И. Алферова Российской академии наук»

ул. Хлопина, 8, к. 3, лит. А, Санкт-Петербург, 194021, Россия +78129097133 lig@pcgrate.com

# Горан Карапетров

Дрексельский университет 3141 Chestnut Street, 12-816, Philadelphia, PA 19104, USA +16308545231 goran@drexel.edu

### Горбатова Анастасия Владимировна

Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования «МИРЭА — Российский технологический университет» 119454, ЦФО, г. Москва, Проспект Вернадского, д. 78 +7495+7(985)8622206 gorbatova.anastasiya@mail.ru

### Горев Роман Валерьевич

Институт физики микроструктур РАН — филиал Федерального государственного бюджетного учреждения науки «Федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики Российской академии наук»

ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия +78314179488 gorevrv@ipmras.ru

# Горный Игорь Викторович

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук ул. Политехническая, 26, Санкт-Петербург, 194021, Россия +79111237157 gornyi@yahoo.com

# Горьковенко Александр Николаевич

Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования «Уральский федеральный университет им. первого Президента России Б.Н. Ельцина». ул. Мира, 19, Екатеринбург, 620002, Россия +7(343) 389-95-67 a.n.gorkovenko@urfu.ru

# Грачев Андрей Андреевич

Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования «Саратовский национальный исследовательский государственный университет им. Н.Г. Чернышевского» ул. Астраханская, 83, Саратов, 410012, Россия +79878079458 stig133@gmail.com

### Грибко Владимир Владимирович

Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования «Национальный исследовательский Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского» пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950, Россия +79092926273 gribkovladimir@icloud.com

### Григорьев Павел Дмитриевич

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт теоретической физики им. Л.Д. Ландау Российской академии наук пр. ак. Семенова, 1а, Черноголовка, Московская обл., 142432, Россия +79264140139 grigorev@itp.ac.ru

# Григорьева Людмила Николаевна

Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования «Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова» Ленинские горы, ГСП-1, Москва, 119991, Россия +79957974898 In.grigorjeva@physics.msu.ru

### Гринберг Яков Семенович

Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования «Новосибирский государственный технический университет» пр. К. Маркса, 20, Новосибирск, 630092, Россия +79139357613 yakovgreenberg@yahoo.com

# Гришин Максим Вячеславович

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Федеральный исследовательский центр химической физики им. Н.Н. Семенова Российской академии наук ул.Косыгина, 4, Москва, 119991, Россия +74959397184 mvgrishin68@yandex.ru

### Громашова Дарья Васильевна

Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования «Белгородский государственный национальный исследовательский университет»

Том 2

ул. Победы, 85, Белгород, 308015, Россия +79508708290 gromashova2016@mail.ru

# Грузнев Димитрий Вячеславович

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт автоматики и процессов управления Дальневосточного отделения Российской академии наук ул. Радио, 5, Владивосток, 690041, Россия

+74232310696 gruznev@iacp.dvo.ru

# Губанов Владислав Андреевич

Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования «Саратовский национальный исследовательский государственный университет им. Н.Г. Чернышевского» ул. Астраханская, 83, Саратов, 410012, Россия +79603562742

vladmeen@gmail.com

# Губанова Юлия Андреевна

Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования «Саратовский национальный исследовательский государственный университет им. Н.Г. Чернышевского» ул. Астраханская, 83, Саратов, 410012, Россия +79878252984 yulya29022095@gmail.com

# Гудина Светлана Викторовна

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики металлов им. МН. Михеева Уральского отделения Российской академии наук ул. С. Ковалевской, 18, Екатеринбург, 620990, Россия +73433783788 svpopova@imp.uran.ru

# Гультиков Никита Владимирович

Открытое акционерное общество «Научноисследовательский институт «Полюс» им. М.Ф. Стельмаха» РФ, 117342, Москва, ул. Введенского, 3 +79671508197 nikita.gultickov@yandex.ru

# Гурьянов Андрей Валерьевич

Институт нанотехнологий, электроники и приборостроения Южного федерального университета ул. Шевченко, 2E, Таганрог, 347922, Россия +79189336830 guryanov@sfedu.ru

# Гусев Сергей Александрович

Институт физики микроструктур РАН — филиал Федерального государственного бюджетного учреждения науки «Федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики Российской академии наук»

ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия +78314179489+122 gusev@ipmras.ru

# Гусева Валерия Евгеньевна

Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования

«Национальный исследовательский Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского» пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950, Россия 18804+79991218804 vamnell.7g@mail.ru

# Данилов Юрий Александрович

Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования «Национальный исследовательский Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского» пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950, Россия +78314623120 danilov@nifti.unn.ru

# Дворецкий Сергей Алексеевич

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова Сибирского отделения Российской академии наук пр. Ак. Лаврентьева, 13, Новосибирск, 630090, Россия +73833304967 dvor@isp.nsc.ru

# Девизорова Жанна Алексеевна

Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего профессионального образования «Московский физико-технический институт (национальный исследовательский университет)»

ул. Керченская, 1а, корп. 1, Москва, 113303, Россия +79154335680 DevizorovaZhanna@gmail.com

### Девятериков Денис Игоревич

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики металлов им. М.Н. Михеева Уральского отделения Российской академии наук ул. С. Ковалевской, 18, Екатеринбург, 620990, Россия +79221216041 devidor@yandex.ru

0,

# Девятов Эдуард Валентинович

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики твердого тела Российской академии наук ул. ак. Осипьяна, 2, Черноголовка, Московская обл.,142432, Россия +79160419538 dev@issp.ac.ru

# Дедкова Анна Александровна

Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования «Национальный исследовательский университет «Московский институт электронной техники» Москва, Зеленоград, пл. Шокина, 1 +79636047182 my\_name9999@mail.ru

# Дементьев Петр Александрович

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук ул. Политехническая, 26, Санкт-Петербург, 194021, Россия +79045526926 demenp@yandex.ru Том 2

### Демидов Евгений Сергеевич

Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования «Национальный исследовательский Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского» пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950, Россия +79047888762 demidov@phys.unn.ru

# Демин Виктор Александрович

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт биохимической физики им. Н.М. Эмануэля Российской академии наук 4 Kosigin Str. +79166381872 victordemin88@gmail.com

### Демин Глеб Дмитриевич

Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования «Национальный исследовательский университет «Московский институт электронной техники» Москва, Зеленоград, пл. Шокина, 1 +74997206907 demin@ckp-miet.ru

### Дикарева Наталья Васильевна

Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования «Национальный исследовательский Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского» пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950, Россия +78314623190 dnat@ro.ru

### Дмитриев Дмитрий Владимирович

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова Сибирского отделения Российской академии наук

пр. Ак. Лаврентьева, 13, Новосибирск, 630090, Россия +79139287299

ddmitriev@isp.nsc.ru

### Доброхотов Петр Леонидович

Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования «Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ» Каширское ш., 31, Москва, 115409, Россия +79672987459 pldobrokhotov@mephi.ru

### Дорохин Михаил Владимирович

Научно-исследовательский физико-технический институт федерального государственного автономного образовательного учреждения высшего образования «Национальный исследовательский Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского» пр. Гагарина 23/3, Нижний Новгород, 603950, Россия +78314623120 dorokhin@nifti.unn.ru

### Дричко Ирина Львовна

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук

# ул. Политехническая, 26, Санкт-Петербург, 194021, Россия +79219274315

irina.l.drichko@mail.ioffe.ru

# Дровосеков Алексей Борисович

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физических проблем им. П.Л. Капицы Российской академии наук ул. Косыгина, 2, Москва, 119334, Россия +74991376820 drovosekov@kapitza.ras.ru

### Дрязгов Михаил Александрович

Московский институт электроники и математики им. А.Н. Тихонова Национального исследовательского университета «Высшая школа экономики» Таллинская, д.34, Москва, 123458, Россия +79123032168 mdryazgov@hse.ru

### Дубинин Иван Сергеевич

Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования «Национальный исследовательский Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского» пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950, Россия +79040382093

VanyaBesMata@mail.ru

### Дубинов Александр Алексеевич

Институт физики микроструктур РАН — филиал Федерального государственного бюджетного учреждения науки «Федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики Российской академии наук» ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия +7(831)417-94-82+234 sanya@ipmras.ru

### Дуров Кирилл Вячеславович

Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования «Национальный исследовательский Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского» пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950, Россия 38784+79536938784 zevs2801@mail.ru

### Духан Денис Дмитриевич

Институт нанотехнологий, электроники и приборостроения Южного федерального университета ул. Шевченко, 2E, Таганрог, 347922, Россия +79094142346 duhan@sfedu.ru

### Дьяков Сергей Александрович

Сколковский институт науки и технологий Территория Инновационного Центра «Сколково», улица Нобеля, д. 3 Москва 143026 Россия +79265674423 s.dyakov@skoltech.ru

# Дёмина Полина Борисовна

Научно-исследовательский физико-технический институт федерального государственного автономного образовательного учреждения высшего образования «Национальный исследовательский Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского» пр. Гагарина 23/3, Нижний Новгород, 603950, Россия +79063678791 demina@phys.unn.ru

### Евсиков Илья Дмитриевич

Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования «Национальный исследовательский университет «МИЭТ» проезд 4806, 5, Зеленоград, Москва, 124498, Россия

проезд 4606, 5, Зеленоград, москва, 124496, Россия +79166650677

evsikov.ilija@yandex.ru

# Ежевский Александр Александрович

Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования «Национальный исследовательский Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского» пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950, Россия +79107913006 ezhevski@phys.unn.ru

Екомасов Евгений Григорьевич

Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования «Башкирский государственный университет» ул. Фрунзе, 32, Уфа, 450007, Россия +79173462278 EkomasovEG@gmail.com

### Ельцов Константин Николаевич

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт общей физики им. А.М. Прохорова Российской академии наук ул. Вавилова, 38, Москва, 119991, Россия +79037295923 eltsov@kapella.gpi.ru

# Еремин Илья Михайлович

Рурский университет в Бохуме 44801, Бохум, Университетштрассе, 150 +49156529876 ieremin@yandex.ru

# Ерофеева Ирина Викторовна

Научно-исследовательский физико-технический институт федерального государственного автономного образовательного учреждения высшего образования «Национальный исследовательский Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского» пр. Гагарина 23/3, Нижний Новгород, 603950, Россия

тр. Гагарина 25/3, пижний повгород, 603950, Россия +79051937343 irfeya@mail.ru

### Ершов Алексей Валентинович

Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования «Национальный исследовательский Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского» пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950, Россия +78314623306 ershov@phys.unn.ru

### Ерёменко Михаил Михайлович

Институт нанотехнологий, электроники и приборостроения Южного федерального университета ул. Шевченко, 2E, Таганрог, 347922, Россия +79518275951 mmeremenko@gmail.com

### Есин Михаил Юрьевич

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова Сибирского отделения Российской академии наук

пр. Ак. Лаврентьева, 13, Новосибирск, 630090, Россия +79233053007 yesinmisha@yandex.ru

### Жолудев Максим Сергеевич

Институт физики микроструктур РАН — филиал Федерального государственного бюджетного учреждения науки «Федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики Российской академии наук» ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия

+7(831) 417-94-82 +262 zholudev@ipmras.ru

### Жукавин Роман Хусейнович

Институт физики микроструктур РАН — филиал Федерального государственного бюджетного учреждения науки «Федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики Российской академии наук» ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия +78314179479 zhur@ipmras.ru

### Жуков Алексей Алексеевич

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики твердого тела Российской академии наук ул. ак. Осипьяна, 2, Черноголовка, Московская обл.,142432, Россия +74965228341 azhukov@issp.ac.ru

# Жуков Алексей Евгеньевич

Санкт-Петербургский филиал федерального государственного автономного образовательного учреждения высшего образования «Национальный исследовательский университет "Высшая школа экономики"»

190008, г. Санкт-Петербург, ул. Союза Печатников, д. 16 +78125345850

zhukale@gmail.com

### Жуков Андрей Олегович

Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования «Национальный исследовательский Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского» пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950, Россия +79601831304

zhukov967@gmail.com

### Забавичев Илья Юрьевич

Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования «Национальный исследовательский Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского» пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950, Россия +78314623265

zabavichev.rf@gmail.com

# Заворницын Роман Сергеевич

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики металлов им. М.Н. Михеева Уральского отделения Российской академии наук ул. С. Ковалевской, 18, Екатеринбург, 620990, Россия +79126881380

zavornitsyn@imp.uran.ru

Том 2

### Зайнагутдинов Айдар Рустэмович

Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования «Национальный исследовательский Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского» пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950, Россия +78312989462 zova1066@mail.ru

Зайнуллин Фархад Алмазович

Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования «МИРЭА — Российский технологический университет» 119454, ЦФО, г. Москва, Проспект Вернадского, д. 78 +79261337348 madflyzero@gmail.com

# Зайцева Эльза Гайнуллаевна

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова Сибирского отделения Российской академии наук

пр. Ак. Лаврентьева, 13, Новосибирск, 630090, Россия +7(383) 330 67 68 zayceva@isp.nsc.ru

### Заморянская Мария Владимировна

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук ул. Политехническая, 26, Санкт-Петербург, 194021, Россия +79219171582 zamor.mv@gmail.com

### Захаров Ян Андреевич

Учреждение образоваия «Белорусский государственный университет информатики и радиоэлектроники»

ул. П. Бровки, 6, Минск, 220013, Республика Беларусь

+375447713183 zakharov.ian1@gmail.com

# Здоровейщев Антон Владимирович

Научно-исследовательский физико-технический институт федерального государственного автономного образовательного учреждения высшего образования «Национальный исследовательский Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского» пр. Гагарина 23/3, Нижний Новгород, 603950, Россия +79108986824 zdorovei@gmail.com

Здоровейщев Даниил Антонович

Научно-исследовательский физико-технический институт федерального государственного автономного образовательного учреждения высшего образования «Национальный исследовательский Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского» пр. Гагарина 23/3, Нижний Новгород, 603950, Россия +79159311720 daniel.zdorov@gmail.com

### Зиновьев Владимир Анатольевич

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова Сибирского отделения Российской академии наук пр. Ак. Лаврентьева, 13, Новосибирск, 630090, Россия +7(383)333-25-19 zinoviev19@mail.ru

# Зорина Мария Владимировна

Институт физики микроструктур РАН — филиал Федерального государственного бюджетного учреждения науки «Федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики Российской академии наук» ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия +78314179476 mzor@ipmras.ru

# Зотов Андрей Вадимович

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт автоматики и процессов управления Дальневосточного отделения Российской академии наук ул. Радио, 5, Владивосток, 690041, Россия +74232310412 zotov@iacp.dvo.ru

### Зюзин Владимир Александрович

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт теоретической физики им. Л.Д. Ландау Российской академии наук пр. ак. Семенова, 1а, Черноголовка, Московская обл., 142432, Россия +79319755455 zyuzin.vova@gmail.com

### Иванов Алексей Александрович

Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования «Санкт-Петербургский политехнический университет Петра Великого» ул. Политехническая, 29, Санкт-Петербург, 195251, Россия +79533717510 aleksei98.ivanov@gmail.com

### Иванов Алексей Сергеевич

АО Научно-производственное предприятие «Салют» 603950 г. Нижний Новгород ул. Ларина, д. 7 +79043905885 ivanov.2582@yandex.ru

### Иванов Николай Аркадьевич

Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования «Иркутский государственный технический университет» ул. Лермонтова, 83, Иркутск, 664074, Россия +73952-405903 ivnik@istu.edu

### Иконников Антон Владимирович

Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования «Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова» Ленинские горы, ГСП-1, Москва, 119991, Россия +74959391151 antikon@physics.msu.ru

### Ильин Александр Иванович

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт проблем технологии микроэлектроники и особочистых материалов Российской академии наук ул. Институтская 6, Черноголовка, Московская обл.,

142432, Россия +79853118088 alivil2017@yandex.ru

### Ильина Марина Владимировна

Институт нанотехнологий, электроники и приборостроения Южного федерального университета ул. Шевченко, 2E, Таганрог, 347922, Россия +78634371611 mailina@sfedu.ru

# Илькив Игорь Владимирович

Федеральное государственное бюджетное учреждение высшего образования и науки «Санкт-Петербургский национальный исследовательский Академический университет им. Ж.И. Алферова Российской академии наук»

ул. Хлопина, 8, к. 3, лит. А, Санкт-Петербург, 194021, Россия +79046082025 fiskerr@ymail.com

# Ильясов Александр Игоревич

Федеральное государственное бюджетное учреждение «Национальный исследовательский центр «Курчатовский институт» пл. ак. Курчатова, 1, Москва, 123182, Россия +79602674735 sashailyasov99@gmail.com

### Ичкитидзе Леван Павлович

Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования «Национальный исследовательский университет «МИЭТ» проезд 4806, 5, Зеленоград, Москва, 124498, Россия +7+79150818258 ichkitidze@bms.zone

# Кавеев Андрей Камильевич

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук ул. Политехническая, 26, Санкт-Петербург, 194021, Россия +78122976411 kaveev@mail.ioffe.ru

### Калашникова Александра Михайловна

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук ул. Политехническая, 26, Санкт-Петербург, 194021, Россия +79213221286 kalashnikova@mail.ioffe.ru

# Калентьева Ирина Леонидовна

Научно-исследовательский физико-технический институт федерального государственного автоном-

ного образовательного учреждения высшего образования «Национальный исследовательский Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского» пр. Гагарина 23/3, Нижний Новгород, 603950, Россия +79202920787 istery@rambler.ru

### Калинников Михаил Анатольевич

Институт физики микроструктур РАН — филиал Федерального государственного бюджетного учреждения науки «Федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики Российской академии наук» ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия +79524468006 kalinnikov@ipmras.ru

### Калитухо Инна Викторовна

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук ул. Политехническая, 26, Санкт-Петербург, 194021, Россия +79531660645 kalitukha@gmail.com

#### Камзин Александр Сергеевия

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Физико-технический институт им. А Ф. Иоффе Российской академии наук ул. Политехническая, 26, Санкт-Петербург, 194021, Россия +79219666616 ASKam@mail.ioffe.ru

### Капитонов Юрий Владимирович

Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования «Санкт-Петербургский государственный университет» Университетская набережная, 7/9, Санкт-Петербург, 199034, Россия +79213261185 yury.kapitonov@spbu.ru

# Капралов Кирилл Николаевич

Лаборатория оптоэлектроники двумерных материалов Московского физико-технического института (Государственного университета) 141701, Московская область, г. Долгопрудный, Институтский пер., 9 +79267875583 kapralov.kn@phystech.edu

# Карамов Данфис Данисович

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики молекул и кристаллов Уфимского научного центра Российской академии наук

пр. Октября, 71, Уфа, 450075, Россия +79279610735 karamov\_danfis@bk.ru

# Каратаев Андрей Владимирович

Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования «Санкт-Петербургский государственный университет»

### Университетская набережная, 7/9, Санкт-Петербург, 199034, Россия +79131392547 farif123@mail.ru

# Караштин Евгений Анатольевич

Институт физики микроструктур РАН — филиал Федерального государственного бюджетного учреждения науки «Федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики Российской академии наук» ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия +78314179488 eugenk@ipmras.ru

### Карпова Анастасия Андреевна

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук ул. Политехническая, 26, Санкт-Петербург, 194021, Россия +79522254247

va7059va@yandex.ru

# Касатиков Сергей Алексеевич

Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования «Санкт-Петербургский государственный университет» Университетская набережная, 7/9, Санкт-Петербург, 199034, Россия +79110984341 fiztl@Yandex.ru

Квон Зе Дон

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова Сибирского отделения Российской академии наук пр. Ак. Лаврентьева, 13, Новосибирск, 630090, Россия

17. Ак. Лаврентьева, 13, новосиойрск, 630090, Россия +73833306733 kvon@isp.nsc.ru

Ким Павел Павлович

Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования «Национальный исследовательский университет «Московский институт электронной техники» Москва, Зеленоград, пл. Шокина, 1 +74997206907 KimP@ckp-miet.ru

# Кимель Алексей Вольдемарович

Университет Радбауда, Radboud University Heyendaalseweg 135, 6525 AJ +31611627179 aleksei.kimel@ru.nl

### Кинев Николай Вадимович

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова Российской академии наук ул. Моховая, 11/7, Москва, 125009, Россия +74956293418 nickolay@hitech.cplire.ru

# Кирилюк Андрей Иванович

Университет Радбауда, Radboud University Heyendaalseweg 135, 6525 AJ +310243653945 andrei.kirilyuk@ru.nl

### Кириченко Алексей Сергеевич

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Физический институт им. П.Н. Лебедева Российской академии наук Ленинский проспект, 53, ГСП-1, Москва, 119991, Россия +79179175490066

a.s.kiri4enko@gmail.com

### Кислинский Юлий Вячеславович

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова Российской академии наук ул. Моховая, 11/7, Москва, 125009, Россия +7495 629 74 31 stepanaiii@gmail.com

### Клеммер Павел Сергеевич

Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования «Национальный исследовательский технологический университет «МИСиС» Ленинский пр., 4, Москва, 119991, Россия +79999705564 pavel.klemmer@mail.ru

### Климов Александр Эдуардович

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова Сибирского отделения Российской академии наук пр. Ак. Лаврентьева, 13, Новосибирск, 630090, Россия +73833307883 klimov@isp.nsc.ru

#### Клоков Андрей Юрьевич

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Физический институт им. П.Н. Лебедева Российской академии наук Ленинский проспект, 53, ГСП-1, Москва, 119991, Россия +74991326545 klokov@sci.lebedev.ru

### Ковалевский Константин Андреевич

Институт физики микроструктур РАН — филиал Федерального государственного бюджетного учреждения науки «Федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики Российской академии наук» ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия +78314179479 atan4@yandex.ru

### Козлов Дмитрий Владимирович

Институт физики микроструктур РАН — филиал Федерального государственного бюджетного учреждения науки «Федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики Российской академии наук» ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия +78314384045 dvkoz@ipmras.ru

# Коломийцев Алексей Сергеевич

Институт нанотехнологий, электроники и приборостроения Южного федерального университета ул. Шевченко, 2E, Таганрог, 347922, Россия +79185717854 alexey.kolomiytsev@gmail.com

### Конаков Антон Алексеевич

Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования «Национальный исследовательский Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского» пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950, Россия +79103910467 konakov\_anton@mail.ru

- 0

# Конев Виталий Владимирович

Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования «Уральский федеральный университет им. первого Президента России Б.Н. Ельцина». ул. Мира, 19, Екатеринбург, 620002, Россия +7912 268 78 07 vitaliy.konev@urfu.ru

# Коненкова Елена Васильевна

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук ул. Политехническая, 26, Санкт-Петербург, 194021, Россия +78122927344

lena@triat.ioffe.ru

# Копасов Александр Андреевич

Институт физики микроструктур РАН — филиал Федерального государственного бюджетного учреждения науки «Федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики Российской академии наук»

ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия +79877410867 kopasov@ipmras.ru

# Корнилов Виктор Михайлович

Федеральное государственное образовательное учреждение высшего образования «Башкирский государственный педагогический университет им. М. Акмуллы»

ул. Октябрьской революции, 3а, Уфа, 450000, Россия +79610391952 kornilov@anrb.ru

Коршунов Максим Михайлович

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики им. Л.В. Киренского Сибирского отделения Российской академии наук Академгородок, 50, стр. 38, Красноярск, 660036, Россия +79080119774 mkor@iph.krasn.ru

Коряжкина Мария Николаевна

Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования «Национальный исследовательский Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского» пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950, Россия +79101284987 mahavenok@mail.ru

### Косарев Александр Николаевич

Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования

«Санкт-Петербургский политехнический университет Петра Великого» ул. Политехническая, 29, Санкт-Петербург, 195251, Россия +79650930455 sash778@gmail.com

# Котова Любовь Викторовна

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук ул. Политехническая, 26, Санкт-Петербург, 194021, Россия +7(812) 297-2245 kotova@mail.ioffe.ru

# Кочаровская Екатерина Рудольфовна

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт прикладной физики Российской академии наук ул. Ульянова, 46, Нижний Новгород, 603950, Россия +7831-4160669 catrings@gmail.com

# Кочаровский Владимир Владиленович

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт прикладной физики Российской академии наук ул. Ульянова, 46, Нижний Новгород, 603950, Россия +78314164894 kochar@appl.sci-nnov.ru

### Кочнев Денис Олегович

Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования «Саратовский национальный исследовательский государственный университет им. Н.Г. Чернышевского» ул. Астраханская, 83, Саратов, 410012, Россия +79626255269 kochnevdo@mail.ru

### Кошелев Василий Алексеевич

Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования «МИРЭА — Российский технологический университет» 119454, ЦФО, г. Москва, Проспект Вернадского, д. 78 +79167432493 90znh06@gmail.com

### Кравцов Евгений Алексеевич

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики металлов им. М.Н. Михеева Уральского отделения Российской академии наук ул. С. Ковалевской, 18, Екатеринбург, 620990, Россия +73433783591 kravtsov@imp.uran.ru

# Красилин Андрей Алексеевич

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук ул. Политехническая, 26, Санкт-Петербург, 194021, Россия +79213876196 ikrasilin@gmail.com

### Красильник Захарий Фишелевич

Институт физики микроструктур РАН — филиал Федерального государственного бюджетного учреждения науки «Федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики Российской академии наук»

ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия +7(831) 417-94-74 Krasilnik@list.ru

# Краснов Владимир Михайлович

Физический Департамент Fysikum, AlbaNova University Center, SE-10691 Stockholm, Sweden +46855378606 vladimir.krasnov@fysik.su.se

# Криштоп Владимир Григорьевич

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт проблем технологии микроэлектроники и особочистых материалов Российской академии наук

ул. Институтская 6, Черноголовка, Московская обл., 142432, Россия +74965244016 vgkvgk@mail.ru

### Крюков Руслан Николаевич

Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования «Национальный исследовательский Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского» пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950, Россия +7+79308154612

kriukov.ruslan@yandex.ru

# Кудасов Юрий Бориславович

Федеральное государственное унитарное предприятие Российский федеральный ядерный центр Всероссийский научно-исследовательский институт экспериментальной физики пр. Мира, 37, Саров, 607188, Россия +78313027239

yu kudasov@yahoo.com

# Кудрин Алексей Владимирович

Научно-исследовательский физико-технический институт федерального государственного автономного образовательного учреждения высшего образования «Национальный исследовательский Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского» пр. Гагарина 23/3, Нижний Новгород, 603950, Россия +79307153154

alex2983@yandex.ru

# Кудряшов Андрей Владимирович

Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего профессионального образования «Московский физико-технический институт (национальный исследовательский университет)» ул. Керченская, 1а, корп. 1, Москва, 113303, Россия +79110274598 kudriashov.av@phystech.edu

# Кузин Сергей Вадимович

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Физический институт им. П.Н. Лебедева Российской академии наук

Ленинский проспект, 53, ГСП-1, Москва, 119991, Россия +79167950693 s.kuzin@lebedev.ru

# Кузнецов Алексей Сергеевич

Федеральное государственное бюджетное учреждение высшего образования и науки «Санкт-Петербургский национальный исследовательский Академический университет им. Ж.И. Алферова Российской академии наук» ул. Хлопина, 8, к. 3, лит. А, Санкт-Петербург, 194021, Россия +79819577421 leshiv2698@mail.ru

### Кузнецов Михаил Алексеевич

Институт физики микроструктур РАН — филиал Федерального государственного бюджетного учреждения науки «Федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики Российской академии наук» ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия +79527704769 Mikhail5340@gmail.com

### Кузнецов Юрий Михайлович

Научно-исследовательский физико-технический институт федерального государственного автономного образовательного учреждения высшего образования «Национальный исследовательский Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского» пр. Гагарина 23/3, Нижний Новгород, 603950, Россия +79108704144 vurakz94@list.ru

### Кузнецова Ирина Александровна

Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования Ярославский государственный университет им. П.Г. Демидова ул. Советская, 14, Ярославль, 150000, Россия +79109710399 kuz@uniyar.ac.ru

# Кузнецова Мария Сергеевна

Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования «Санкт-Петербургский государственный университет» Университетская набережная, 7/9, Санкт-Петербург, 199034, Россия +79215581876 mashakuznecova@bk.ru

### Кузьмин Леонид Сергеевич

Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования «Нижегородский государственный технический университет им. Р.Е. Алексеева» ул. Минина, 24, ГСП-41, Нижний Новгород, 603950, Россия +79055411291 kuzmin@chalmers.se

### Кукушкин Владимир Алексеевич

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт прикладной физики Российской академии наук ул. Ульянова, 46, Нижний Новгород, 603950, Россия +78314160692 vakuk@appl.sci-nnov.ru

Объединённый институт ядерных исследований ул. Жолио-Кюри, 6 Дубна, Московская область, 141980, Россия +79652395265 kulikov@theor.jinr.ru

# Кунцевич Александр Юрьевич

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Физический институт им. П.Н. Лебедева Российской академии наук Ленинский проспект, 53, ГСП-1, Москва, 119991, Россия +7+74991326822

kuntsevich.alexander@gmail.com

# Курин Владислав Викторович

Институт физики микроструктур РАН — филиал Федерального государственного бюджетного учреждения науки «Федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики Российской академии наук» ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия

+78314179452 kurin@ipmras.ru

# Курляндская Галина Владимировна

Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования «Уральский федеральный университет им. первого Президента России Б.Н. Ельцина». ул. Мира, 19, Екатеринбург, 620002, Россия +7343414387 galinakurlyandskaya@urfu.ru

### Лапушкин Михаил Николаевич

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук ул. Политехническая, 26, Санкт-Петербург, 194021, Россия +78122927114 lapushkin@ms.ioffe.ru

# Ларин Тимофей Дмитриевич

Учреждение образоваия «Белорусский государственный университет информатики и радиоэлектроники»

ул. П. Бровки, 6, Минск, 220013, Республика Беларусь +375333346788 tilar2001@tut.by

### Лебедев Михаил Вячеславович

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук ул. Политехническая, 26, Санкт-Петербург, 194021, Россия +78122927344 mleb@triat.ioffe.ru

# Литвинов Дмитрий Александрович

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Физический институт им. П.Н. Лебедева Российской академии наук Ленинский проспект, 53, ГСП-1, Москва, 119991, Россия +79151491776 litvinov.da@phystech.edu

### Лобаев Михаил Александрович

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт прикладной физики Российской академии наук ул. Ульянова, 46, Нижний Новгород, 603950, Россия +78314164960 lobaev@appl.sci-nnov.ru

# Лобанов Дмитрий Николаевич

Институт физики микроструктур РАН — филиал Федерального государственного бюджетного учреждения науки «Федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики Российской академии наук» ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия +78314179465 dima@ipmras.ru

### Логинов Артем Борисович

Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования «Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова» Ленинские горы, ГСП-1, Москва, 119991, Россия +79161497066 temalog@yandex.ru

### Логинов Борис Альбертович

Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования «Национальный исследовательский университет «МИЭТ» проезд 4806, 5, Зеленоград, Москва, 124498, Россия +74953646093 b-loginov@mail.ru

# Логинов Дмитрий Константинович

Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования «Санкт-Петербургский государственный университет» Университетская набережная, 7/9, Санкт-Петербург, 199034, Россия +78124284546 loginov999@gmail.com

### Лозовой Кирилл Александрович

Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования «Национальный исследовательский Томский государственный университет» пр. Ленина, 36, Томск, 634050, Россия +73822413517 Ika@sibmail.com

### Лопатин Алексей Яковлевич

Институт физики микроструктур РАН — филиал Федерального государственного бюджетного учреждения науки «Федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики Российской академии наук» ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия +78314385313 lopatin@ipm.sci-nnov.ru

### Лучин Валерий Иванович

Институт физики микроструктур РАН — филиал Федерального государственного бюджетного учреждения науки «Федеральный исследовательский Том 2

центр Институт прикладной физики Российской академии наук» ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия +79047842714 luchin@ipmras.ru

# Лысов Михаил Сергеевич

Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования «Уральский федеральный университет им. первого Президента России Б.Н. Ельцина». ул. Мира, 19, Екатеринбург, 620002, Россия +79122345050 mikhail.lysov@urfu.ru

### Мазаник Андрей Аркадьевич

Объединённый институт ядерных исследований ул. Жолио-Кюри, 6 Дубна, Московская область, 141980, Россия +79199627354 mazanandrey@gmail.com

# Мазов Лев Сергеевич

Институт физики микроструктур РАН — филиал Федерального государственного бюджетного учреждения науки «Федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики Российской академии наук» ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия

+78312580388 mazov@ipm.sci-nnov.ru

# Майзлах Алексей Андреевич

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова Российской академии наук ул. Моховая, 11/7, Москва, 125009, Россия +79152526773 mayzlah@yandex.ru

### Макарова Марина Викторовна

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики металлов им. М.Н. Михеева Уральского отделения Российской академии наук ул. С. Ковалевской, 18, Екатеринбург, 620990, Россия +79676377651 makarova@imp.uran.ru

### Макарцев Илья Владимирович

АО Научно-производственное предприятие «Салют» 603950 г. Нижний Новгород ул. Ларина, д. 7 +79503670058 ilya0296@gmail.com

# Максимов Андрей Анатольевич

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики твердого тела Российской академии наук ул. ак. Осипьяна, 2, Черноголовка, Московская обл.,142432, Россия +79055081866 maksimov@issp.ac.ru

### Максимова Ольга Александровна

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики им. Л. В. Киренского Сибирского отделения Российской академии наук Академгородок, 50, стр. 38, Красноярск, 660036, Россия +79131793307 maximo.a@mail.ru

### Малышев Илья Вячеславович

Институт физики микроструктур РАН — филиал Федерального государственного бюджетного учреждения науки «Федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики Российской академии наук» ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия +79026815538 ilya-malyshev@ipmras.ru

### Мараева Евгения Владимировна

Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования «Санкт-Петербургский государственный электротехнический университет «ЛЭТИ» им. В.И. Ульянова (Ленина)» ул. Профессора Попова, 5, Санкт-Петербург,

197376, Россия +79522125052 jenvmar@mail.ru

### Маремьянин Кирилл Владимирович

Институт физики микроструктур РАН — филиал Федерального государственного бюджетного учреждения науки «Федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики Российской академии наук» ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия +78314179482

kirillm@ipmras.ru

### Мартышкин Александр Александрович

Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования «Саратовский национальный исследовательский государственный университет им. Н. Г. Чернышевского» ул. Астраханская, 83, Саратов, 410012, Россия +79873791538 aamartyshkin@gmail.com

. ....

# Марычев Павел Михайлович

Институт физики микроструктур РАН — филиал Федерального государственного бюджетного учреждения науки «Федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики Российской академии наук» ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия +79159460942

observermp@yandex.ru

# Маслов Дмитрий Андреевич

Федеральное государственное унитарное предприятие Российский федеральный ядерный центр Всероссийский научно-исследовательский институт экспериментальной физики пр. Мира, 37, Саров, 607188, Россия +78313027146 maslov\_dem@mail.ru

# Матецкий Андрей Владимирович

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт автоматики и процессов управления Дальневосточного отделения Российской академии наук ул. Радио, 5, Владивосток, 690041, Россия +79024865035 mateckij@iacp.dvo.ru

### Мацукатова Анна Никосовна

Федеральное государственное бюджетное учреждение «Национальный исследовательский центр «Курчатовский институт» пл. ак. Курчатова, 1, Москва, 123182, Россия +79160194628 silver1-00@mail.ru

# Машинский Константин Викторович

Саратовский филиал федерального государственного бюджетного учреждения науки Института радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова Российской академии наук ул. Зеленая, 38, Саратов, 410019, Россия +79173026845 konstantin-m92@yandex.ru

### Медведев Алексей Эдуардович

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт лазерной физики Сибирского отделения Российской академии наук пр. Ак.Лаврентьева, 13/3, Новосибирск, 630090, Россия. +73833304736

spectr\_m@mail.ru

# Мельников Александр Сергеевич

Институт физики микроструктур РАН — филиал Федерального государственного бюджетного учреждения науки «Федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики Российской академии наук» ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия

+79103929860 melnikov@ipm.sci-nnov.ru

# Миляев Михаил Анатольевич

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики металлов им. М.Н. Михеева Уральского отделения Российской академии наук ул. С. Ковалевской, 18, Екатеринбург, 620990, Россия +73433783881 milvaev@imp.uran.ru

### Милёхин Александр Германович

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова Сибирского отделения Российской академии наук

пр. Ак. Лаврентьева, 13, Новосибирск, 630090, Россия +73833308204

milekhin@isp.nsc.ru

# Минтаиров Александр Миссавирович

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук ул. Политехническая, 26, Санкт-Петербург, 194021, Россия 099739111543900 amintairov@gmail.com

### Миньков Григорий Максимович

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики металлов

им. М.Н. Михеева Уральского отделения Российской академии наук ул. С. Ковалевской, 18, Екатеринбург, 620990, Россия

ул. С. ковалевской, то, Екатериноург, б20990, Россия +79226015461 grigori.minkov@imp.uran.ru

# Миронов Виктор Леонидович

Институт физики микроструктур РАН — филиал Федерального государственного бюджетного учреждения науки «Федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики Российской академии наук» ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия +79030601267

mironov@ipmras.ru

# Миронов Сергей Викторович

Институт физики микроструктур РАН — филиал Федерального государственного бюджетного учреждения науки «Федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики Российской академии наук» ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия +79519142322

sermironov@rambler.ru

# Михайленко Михаил Сергеевич

Институт физики микроструктур РАН — филиал Федерального государственного бюджетного учреждения науки «Федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики Российской академии наук» ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия +79990727677

mikhaylenko@ipmras.ru

# Михайлов Андрей Валерьевич

Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования «Санкт-Петербургский государственный университет» Университетская набережная, 7/9, Санкт-Петербург, 199034, Россия +78124284546 mikhailovav@yandex.ru

### Михайлов Михаил Юрьевич

изико-технический институт низких температур им. Б.И. Веркина Национальной академии наук Украины пр. Ленина, 47, Харьков, 61103, Украина +380573410907 mikhailov@ilt.kharkov.ua

# Михайлов Николай Николаевич

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова Сибирского отделения Российской академии наук пр. Ак. Лаврентьева, 13, Новосибирск, 630090, Россия +73833304967 mikhailov@isp.nsc.ru

### Михайлова Татьяна Владиславовна

Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования «Крымский федеральный университет им. В.И. Вернадского»

### 295007, Республика Крым, г. Симферополь, проспект Академика Вернадского, 4 +79787438395 tatvladismikh@cfuv.ru

### Мишин Алексей Викторович

Том 2

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт прикладной физики Российской академии наук ул. Ульянова, 46, Нижний Новгород, 603950, Россия

ул. ульянова, 46, пижний повгород, 603950, Россия +79535749948 mishin.nn@mail.ru

# Моисеенко Илья Михайлович

Саратовский филиал федерального государственного бюджетного учреждения науки Института радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова Российской академии наук ул. Зеленая, 38, Саратов, 410019, Россия +78452511179 quikc@yandex.ru

# Морозов Михаил Юрьевич

Саратовский филиал федерального государственного бюджетного учреждения науки Института радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова Российской академии наук

ул. Зеленая, 38, Саратов, 410019, Россия +78452511179 mikkym@mail.ru

### Морозова Анна Сергеевна

Казанский физико-технический институт им. Е.К. Завойского – обособленное структурное подразделение Федерального государственного бюджетного учреждения науки «Федеральный исследовательский центр «Казанский научный центр Российской академии наук»

ул. Сибирский тракт, 10/7, г. Казань, 420029, Россия +79376172526

morozova\_anna\_s@mail.ru

### Москвин Александр Сергеевич

Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования «Уральский федеральный университет им. первого Президента России Б.Н. Ельцина». ул. Мира, 19, Екатеринбург, 620002, Россия +73432694431 alexander.moskvin@urfu.ru

### Муравьев Вячеслав Михайлович

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики твердого тела Российской академии наук ул. ак. Осипьяна, 2, Черноголовка, Московская обл.,142432, Россия +74965224418 muravev\_vm@mail.ru

# Мурзин Алексей Олегович

Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования «Санкт-Петербургский государственный университет» Университетская набережная, 7/9, Санкт-Петербург, 199034, Россия +79992014553 a.murzin@2015.spbu.ru

# Мурзина Татьяна Владимировна

Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования «Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова» Ленинские горы, ГСП-1, Москва, 119991, Россия +74959393669 murzina@mail.ru

### Мыльников Дмитрий Александрович

Лаборатория оптоэлектроники двумерных материалов Московского физико-технического института (Государственного университета) 141701, Московская область, г. Долгопрудный, Институтский пер., 9 +79268188618 altsiona@yandex.ru

### Нагаев Кирилл Эдуардович

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова Российской академии наук ул. Моховая, 11/7, Москва, 125009, Россия +74956293435 nag@cplire.ru

### Наумов Андрей Витальевич

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт спектроскопии Российской академии наук ул. Физическая, 5, Троицк, Московская обл., 142190, Россия +79104706703 a\_v\_naumov@mail.ru

### Неверов Владимир Николаевич

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики металлов им. М.Н. Михеева Уральского отделения Российской академии наук ул. С. Ковалевской, 18, Екатеринбург, 620990, Россия +73433783706 neverov@imp.uran.ru

### Нежданов Алексей Владимирович

Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования «Национальный исследовательский Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского» пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950, Россия +79200240282

nezhdanov@phys.unn.ru

# Некипелов Сергей Вячеславович

Физико-математический инстиут, Федеральный исследовательский центр «Коми научный центр Уральского отделения Российской академии наук» ул. Коммунистическая, 24, Сыктывкар, 167982, Россия +78212391451 nekipelovsv@mail.ru

Некоркин Сергей Михайлович

Научно-исследовательский физико-технический институт федерального государственного автономного образовательного учреждения высшего образования «Национальный исследовательский Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского» пр. Гагарина 23/3, Нижний Новгород, 603950, Россия +79026815223 nekorkin@nifti.unn.ru

# Нечай Андрей Николаевич

Институт физики микроструктур РАН — филиал Федерального государственного бюджетного учреждения науки «Федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики Российской академии наук»

ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия +74561666

nechay@ipm.sci-nnov.ru

# Никитов Сергей Аполлонович

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова Российской академии наук ул. Моховая, 11/7, Москва, 125009, Россия +74956293387 nikitov@cplire.ru

# Никитченко Андрей Игоревич

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук ул. Политехническая, 26, Санкт-Петербург, 194021, Россия +79112373123 nikitchenko@mail.ioffe.ru

# Николаев Александр Васильевич

Научно-исследовательский институт ядерной физики им. Д.В. Скобельцына, Московский государственный университет им. М. В. Ломоносова Ленинские горы, 1, стр. 2, ГСП-1, Москва, 119991, Россия +74959395163 alex\_benik@mail.ru

# Николаев Илья Дмитриевич

Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования «Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова» Ленинские горы, ГСП-1, Москва, 119991, Россия +79163759078 nid98@mail.ru

# Николаев Сергей Николаевич

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Физический институт им. П.Н. Лебедева Российской академии наук Ленинский проспект, 53, ГСП-1, Москва, 119991, Россия +74991326448 nikolaev-s@yandex.ru

# Никулин Юрий Васильевич

Саратовский филиал федерального государственного бюджетного учреждения науки Института радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова Российской академии наук ул. Зеленая, 38, Саратов, 410019, Россия +79603580392 yvnikulin@gmail.com

### Новиков Алексей Витальевич

Институт физики микроструктур РАН — филиал Федерального государственного бюджетного учреждения науки «Федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики Российской академии наук» ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия +78314179480 anov@ipmras.ru

### Новокшонов Сергей Георгиевич

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики металлов им. М.Н. Михеева Уральского отделения Российской академии наук ул. С. Ковалевской, 18, Екатеринбург, 620990, Россия +73433783788 nov@imp.uran.ru

# Носач Евгений Владимирович

Московский Физико-Технический институт (национальный исследовательский университет) 141701, Московская область, г. Долгопрудный, Институтский пер., 9. +79154508132 evgeny.nosach@phystech.edu

### Нургазизов Нияз Ильгизович

Казанский физико-технический институт им. Е.К. Завойского – обособленное структурное подразделение Федерального государственного бюджетного учреждения науки «Федеральный исследовательский центр «Казанский научный центр Российской академии наук» ул. Сибирский тракт, 10/7, г. Казань, 420029, Россия +78432319107

niazn@mail.ru

# Овсянников Геннадий Александрович

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова Российской академии наук ул. Моховая, 11/7, Москва, 125009, Россия +74956297431 gena@hitech.cplire.ru

gond@inteon.opino.ru

# Овчаренко Сергей Вадимович

Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования «Московский технологический университет» пр. Вернадского, 78, Москва, 119454, Россия +79168617300 serg30101993@gmail.com

# Овчинников Сергей Геннадьевич

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики им. Л.В. Киренского Сибирского отделения Российской академии наук Академгородок, 50, стр. 38, Красноярск, 660036, Россия +73912432906 sgo@iph.krasn.ru

# Одинцов Сергей Александрович

Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования «Саратовский национальный исследовательский государственный университет им. Н Г. Чернышевского» ул. Астраханская, 83, Саратов, 410012, Россия +79379372633867 odinoff@gmail.com

# Орлов Виталий Александрович

Том 2

Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования «Сибирский федеральный университет» пр. Свободный, 79, Красноярск, 660041, Россия +79039233717 vaorlov@sfu-kras.ru

### Орлова Надежда Николаевна

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики твердого тела Российской академии наук ул. ак. Осипьяна, 2, Черноголовка, Московская обл.,142432, Россия +79629480627 honna@issp.ac.ru

# Охапкин Андрей Игоревич

Институт физики микроструктур РАН — филиал Федерального государственного бюджетного учреждения науки «Федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики Российской академии наук» ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия

+78314179450 andy-ohapkin@yandex.ru

# Павлов Николай Владимирович

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук ул. Политехническая, 26, Санкт-Петербург, 194021, Россия +79117668133 pavlovnv@mail.ioffe.ru

### Павлова Татьяна Витальевна

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт общей физики им. А.М. Прохорова Российской академии наук ул. Вавилова, 38, Москва, 119991, Россия +79169109810 tania.v.pavlova@gmail.com

### Панкратов Андрей Леонидович

Институт физики микроструктур РАН — филиал Федерального государственного бюджетного учреждения науки «Федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики Российской академии наук» ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия

+79051913223 alp@ipmras.ru

### Панов Юрий Демьянович

Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования «Уральский федеральный университет им. первого Президента России Б. Н. Ельцина». ул. Мира, 19, Екатеринбург, 620002, Россия +73432694431 yuri.panov@urfu.ru

# Парафин Алексей Евгеньевич

Институт физики микроструктур РАН — филиал Федерального государственного бюджетного учреждения науки «Федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики Российской академии наук» ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия +78314179493 parafin@ipmras.ru

# Пашин Дмитрий Сергеевич

Научно-исследовательский физико-технический институт федерального государственного автономного образовательного учреждения высшего образования «Национальный исследовательский Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского»

пр. Гагарина 23/3, Нижний Новгород, 603950, Россия +79506150773 pashindmi@gmail.com

### Перекалов Александр Алексеевич

Институт физики микроструктур РАН — филиал Федерального государственного бюджетного учреждения науки «Федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики Российской академии наук» ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия

+79159311007 alexander.152rus@yandex.ru

### Перов Анатолий Александрович

Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования «Национальный исследовательский Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского» пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950, Россия +79202992054 wkb@inbox.ru

### Пестов Алексей Евгеньевич

Институт физики микроструктур РАН — филиал Федерального государственного бюджетного учреждения науки «Федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики Российской академии наук» ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия +78314179476

aepestov@ipm.sci-nnov.ru

### Пестов Евгений Евгеньевич

Институт физики микроструктур РАН — филиал Федерального государственного бюджетного учреждения науки «Федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики Российской академии наук» ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия +78314179485 pestov@ipmras.ru

# Петрушков Михаил Олегович

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова Сибирского отделения Российской академии наук пр. Ак. Лаврентьева, 13, Новосибирск, 630090, Россия +783833331967 maikdi@isp.nsc.ru

# Пименов Никита Юрьевич

Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования «МИРЭА — Российский технологический университет» 119454, ЦФО, г. Москва, Проспект Вернадского, д. 78 +79660201777 nikitapimenov13@gmail.com

# Пирожков Александр Сергеевич

National Institutes for Quantum and Radiological Science and Technology, Япония +81774713371 pirozhkov.alexander@gst.go.jp

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук ул. Политехническая, 26, Санкт-Петербург, 194021, Россия +79213033739 nike@hpld.ioffe.ru

# Планкина Светлана Михайловна

Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования «Национальный исследовательский Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского» пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950, Россия +78314623306 plankina@phys.unn.ru

# Пластовец Вадим Денисович

Институт физики микроструктур РАН — филиал Федерального государственного бюджетного учреждения науки «Федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики Российской академии наук»

ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия +79616338411

plastovec26@gmail.com

# Платунов Михаил Сергеевич

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики им. Л.В. Киренского Сибирского отделения Российской академии наук Академгородок, 50, стр. 38, Красноярск, 660036, Россия

+79135381190 ms-platunov@yandex.ru

### Плешков Роман Сергеевич

Институт физики микроструктур РАН — филиал Федерального государственного бюджетного учреждения науки «Федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики Российской академии наук» ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия

+79108789261 gtmtb22@yandex.ru

### Плиговка Андрей Николаевич

Учреждение образоваия «Белорусский государственный университет информатики и радиоэлектроники» ул. П. Бровки, 6, Минск, 220013, Республика Беларусь

ул. П. Бровки, 6, Минск, 220013, Республика Беларусь +375447309581 pligovka@bsuir.by

### Погосов Вальтер Валентинович

Федеральное государственное унитарное предприятие Всероссийский научно-исследовательский институт автоматики им. Н.Л. Духова ул. Сущевская, 22, Москва, 127055, Россия +79263596034 walter.pogosov@gmail.com

### Поздняков Михаил Михайлович

Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования «Национальный исследовательский университет «Московский институт электронной техники» Москва, Зеленоград, пл. Шокина, 1 +79253239610 pozdnjakov.m@ckp-miet.ru

# Полищук Ольга Витальевна

Саратовский филиал федерального государственного бюджетного учреждения науки Института радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова Российской академии наук ул. Зеленая, 38, Саратов, 410019, Россия

+78452511179 polischuk.sfire@mail.ru

### Полковников Владимир Николаевич

Институт физики микроструктур РАН — филиал Федерального государственного бюджетного учреждения науки «Федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики Российской академии наук» ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия +79030601487

polkovnikov@ipmras.ru

# Пономарев Дмитрий Сергеевич

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт сверхвысокочастотной полупроводниковой электроники Российской академии наук Нагорный проезд, 7, корп. 8/0, Москва, 117105, Россия +79268552731

ponomarev\_dmitr@mail.ru

# Попов Владимир Геннадьевич

АО «ИнфоТеКС» 127287, Москва, Старый Петровско-Разумовский проезд, 1/23, стр. 1 +79154956121 sokhatiy@gmail.com

### Преображенский Евгений Игоревич

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт прикладной физики Российской академии наук ул. Ульянова, 46, Нижний Новгород, 603950, Россия +79100062649 evgenypr123@gmail.com

# Приходько Кирилл Евгеньевич

Федеральное государственное бюджетное учреждение «Национальный исследовательский центр «Курчатовский институт» пл. ак. Курчатова, 1, Москва, 123182, Россия +74991969215 prihodko ke@nrcki.ru

### Пузанов Александр Сергеевич

Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования «Национальный исследовательский Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского» пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950, Россия +78314623266 aspuzanov@inbox.ru

aspuzanov@inbox.ru

# Пунегов Василий Ильич

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Коми научный центр Уральского отделения РАНления РАН ул. Коммунистическая, 24, Сыктывкар, 167982, Россия +78212391461 punegv@rambler.ru

# Путилов Алексей Владимирович

Институт физики микроструктур РАН — филиал Федерального государственного бюджетного учреждения науки «Федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики Российской академии наvк» ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия +79092982681 alputilov@mail.ru

### Разова Анна Александровна

Институт физики микроструктур РАН — филиал Федерального государственного бюджетного учреждения науки «Федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики Российской академии наук» ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия

+79107997544

ania.razova@yandex.ru

# Рахмонов Илхом Рауфович

Объединённый институт ядерных исследований ул. Жолио-Кюри, 6 Дубна, Московская область, 141980, Россия +790575447604962163734 rahmonov@theor.jinr.ru

# Резник Александр Николаевич

Институт физики микроструктур РАН — филиал Федерального государственного бюджетного учреждения науки «Федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики Российской академии наук» ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия

+74179497 reznik@ipmras.ru

# Резник Родион Романович

Федеральное государственное бюджетное учреждение высшего образования и науки «Санкт-Петербургский национальный исследовательский Академический университет им. Ж.И. Алферова Российской академии наук»

ул. Хлопина, 8, к. 3, лит. А, Санкт-Петербург, 194021, Россия +79110836901 moment92@mail.ru

### Реунов Дмитрий Георгиевич

Институт физики микроструктур РАН — филиал Федерального государственного бюджетного учреждения науки «Федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики Российской академии наук»

ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия +79030527132 reunov\_dima@ipmras.ru

# Родионов Данил Александрович

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова Российской академии наук ул. Моховая, 11/7, Москва, 125009, Россия +79101559045 denil r@mail.ru

# Родионова Валерия Викторовна

Балтийский федеральный университет им. И. Канта ул. А. Невского, 14, Калининград, 236016, Россия +79003468482 valeriarodionova@gmail.com

### Романова Оксана Борисовна

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики им. Л. В. Киренского Сибирского отделения Российской академии наук

Академгородок, 50, стр. 38, Красноярск, 660036, Россия +7(391) 243-89-23 rob@iph.krasn.ru

# Рудык Николай Николаевич

Институт нанотехнологий, электроники и приборостроения Южного федерального университета ул. Шевченко, 2Е, Таганрог, 347922, Россия 78634371611 rudyk0918@gmail.com

# Ружицкий Всеволод Игоревич

Научно-исследовательский институт ядерной физики им. Д. В. Скобельцына, Московский государственный университет им. М. В. Ломоносова Ленинские горы, 1, стр. 2, ГСП-1, Москва, 119991, Россия +79636304816 vi.ruzhickiy@physics.msu.ru

# Румянцев Владимир Владимирович

Институт физики микроструктур РАН — филиал Федерального государственного бюджетного учреждения науки «Федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики Российской академии наук» ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия +78314179482

rumyantsev@ipmras.ru

# Русецкий Вадим Сергеевич

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова Сибирского отделения Российской академии наук пр. Ак. Лаврентьева, 13, Новосибирск, 630090, Россия

+79538909319 vadim19230495@vandex.ru

# Рыбкин Артем Геннадиевич

Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования «Санкт-Петербургский государственный университет» Университетская набережная, 7/9, Санкт-Петербург, 199034, Россия +79045558672 arton@inbox.ru

# Рыбкина Анна Алексеевна

Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования «Санкт-Петербургский государственный университет» Университетская набережная, 7/9, Санкт-Петербург, 199034, Россия +79602366935 rybkina-anna@bk.ru

### Рыков Артём Владимирович

Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования «Национальный исследовательский Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского» пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950, Россия +79503694410 rikov@nifti.unn.ru

### Рыльков Владимир Васильевич

Федеральное государственное бюджетное учреждение «Национальный исследовательский центр «Курчатовский институт»

пл. ак. Курчатова, 1, Москва, 123182, Россия +74991967100доб.3293 vvrylkov@mail.ru

# Рязанов Валерий Владимирович

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики твердого тела Российской академии наук ул. ак. Осипьяна, 2, Черноголовка, Московская обл.,142432, Россия +79031279538 valery.ryazanov@gmail.com

### Сабитов Дамир Равильевич

Открытое акционерное общество «Научноисследовательский институт «Полюс» им. М.Ф. Стельмаха» РФ, 117342, Москва, ул. Введенского, 3 +79032860675 d.sabitov@siplus.ru

# Савинов Денис Александрович

Институт физики микроструктур РАН — филиал Федерального государственного бюджетного учреждения науки «Федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики Российской академии наук»

ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия +78314179485#257 savinovda@ipmras.ru

# Савостин Егор Олегович

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук ул. Политехническая, 26, Санкт-Петербург, 194021, Россия +79119132119 egorsavostin@gmail.com

# Садаков Андрей Владимирович

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Физический институт им. П.Н. Лебедева Российской академии наук Ленинский проспект, 53, ГСП-1, Москва, 119991, Россия +79166208779 andrey.sadakov@gmail.com

# Садовников Александр Владимирович

Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования «Саратовский национальный исследовательский государственный университет им. Н. Г. Чернышевского» ул. Астраханская, 83, Саратов, 410012, Россия +79033868480 sadovnikovav@gmail.com

### Саенко Александр Викторович

Институт нанотехнологий, электроники и приборостроения Южного федерального университета ул. Шевченко, 2E, Таганрог, 347922, Россия +79897044001 avsaenko@sfedu.ru

# Сайпулаева Луиза Абдурахмановна

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики им. Х.И. Амирханова Дагестанского научного центра Российской академии наук ул. М. Ярагского, 94, Махачкала, Республика Дагестан, 367003, Россия +79288776891 luizasa11@mail.ru

# Саламатов Юрий Александрович

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики металлов им. М.Н. Михеева Уральского отделения Российской академии наук ул. С. Ковалевской, 18, Екатеринбург, 620990, Россия +79226041849 salamatov@imp.uran.ru

# Салащенко Николай Николаевич

Институт физики микроструктур РАН — филиал Федерального государственного бюджетного учреждения науки «Федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики Российской академии наук» ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия +78314607692 salashch@ipmras.ru

Самарцев Илья Владимирович

Научно-исследовательский физико-технический институт федерального государственного автономного образовательного учреждения высшего образования «Национальный исследовательский Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского»

пр. Гагарина 23/3, Нижний Новгород, 603950, Россия +79051924187

woterbox@mail.ru

# Саматов Михаил Рустамович

Московский институт электроники и математики им. А.Н. Тихонова Национального исследовательского университета «Высшая школа экономики» Таллинская, д.34, Москва, 123458, Россия +79252170710 mrsamatov@edu.hse.ru

### Самосват Дмитрий Михайлович

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук ул. Политехническая, 26, Санкт-Петербург, 194021, Россия +78122927367 samosvat@yandex.ru

# Самохвалов Алексей Владимирович

Институт физики микроструктур РАН — филиал Федерального государственного бюджетного учреждения науки «Федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики Российской академии наук»

ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия +79257789871 samokh@ipmras.ru

# Самошкина Юлия Эрнестовна

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики им. Л.В. Киренского Сибирского отделения Российской академии наук Академгородок, 50, стр. 38, Красноярск, 660036, Россия +79233017406 uliag@iph.krasn.ru

# Сапожников Максим Викторович

Институт физики микроструктур РАН — филиал Федерального государственного бюджетного учреждения науки «Федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики Российской академии наук» ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия +78314179485 msap@ipmras.ru

Саранин Александр Александрович

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт автоматики и процессов управления Дальневосточного отделения Российской академии наук ул. Радио, 5, Владивосток, 690041, Россия +79025558457 asaranin@gmail.com

### Сатанин Аркадий Михайлович

Федеральное государственное унитарное предприятие Всероссийский научно-исследовательский институт автоматики им. Н.Л. Духова ул. Сущевская, 22, Москва, 127055, Россия +79775717415 sarkady@mail.ru

### Сафина Виолетта Артуровна

Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования «Уральский федеральный университет им. первого Президента России Б.Н. Ельцина». ул. Мира, 19, Екатеринбург, 620002, Россия +79080030490 viola1999@mail.ru

### Сафонов Сергей Станиславович

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова Российской академии наук ул. Моховая, 11/7, Москва, 125009, Россия +74956297382 sergej-safonov-81@bk.ru

# Сахоненков Сергей Сергеевич

Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования «Санкт-Петербургский государственный университет» Университетская набережная, 7/9, Санкт-Петербург, 199034, Россия +78124284352 sergei.sakhonenkov@gmail.com

### Свайкат Нада

Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования «Воронежский государственный технический университет» 394026, Россия, Воронеж, Московский пр., 14 0079585094920 nada.s84@mail.ru

# Свалов Андрей Владимирович

Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования «Уральский федеральный университет им. первого Президента России Б.Н. Ельцина».

ул. Мира, 19, Екатеринбург, 620002, Россия +73433899706 andrey.svalov@urfu.ru

# Светогоров Владимир Николаевич

Открытое акционерное общество «Научноисследовательский институт «Полюс» им. М.Ф. Стельмаха» РФ. 117342. Москва. ул. Введенского. 3 +79160922061 svetogorvlad@mail.ru

# Свечников Михаил Владимирович

Институт физики микроструктур РАН — филиал Федерального государственного бюджетного учреждения науки «Федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики Российской академии наук» ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия +79200466691 svch1991@gmail.com

# Свинцов Дмитрий Александрович

Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего профессионального образования «Московский физико-технический институт (национальный исследовательский университет)» ул. Керченская, 1а, корп. 1, Москва, 113303, Россия +79267108491

svintcov.da@mipt.ru

# Селезнев Михаил Евгеньевич

Саратовский филиал федерального государственного бюджетного учреждения науки Института радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова Российской академии наук ул. Зеленая, 38, Саратов, 410019, Россия +79063152195 mixanich94@mail.ru

# Семенов Михаил Борисович

Пензенский государственный университет 440026, г. Пенза, ул. Красная, 40 +79631020725 misha29.02.1@gmail.com

### Семенов Николай

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики твердого тела Российской академии наук ул. ак. Осипьяна, 2, Черноголовка, Московская обл.,142432, Россия +79055175926 nikolai.semenov@issp.ac.ru

# Семиков Даниил Александрович

Институт физики микроструктур РАН — филиал Федерального государственного бюджетного учреждения науки «Федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики Российской академии наук» ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия +79527706420 semikov.da@mail.ru

### Сибирев Николай Владимирович

Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования «Санкт-Петербургский государственный университет» Университетская набережная, 7/9, Санкт-Петербург, 199034, Россия +78126353098 n.sibirev@spbu.ru

# Сибирмовский Юрий Дмитриевич

Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования «Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ» Каширское ш., 31, Москва, 115409, Россия +79067502374 Sibirmovsky@gmail.com

### Сивков Виктор Николаевич

Физико-математический инстиут, Федеральный исследовательский центр «Коми научный центр Уральского отделения Российской академии наук» ул. Коммунистическая, 24, Сыктывкар, 167982, Россия +78212391461 sivkovvn@mail.ru

### Сивков Данил Викторович

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Коми научный центр Уральского отделения РАНления РАН ул. Коммунистическая, 24, Сыктывкар, 167982, Россия +78212244262 danjorno@yandex.ru

### Силаев Михаил

Университет Ювяскула Department of Physics and Nanoscience Center, University of Jyvaskyla, P.O. Box 35 (YFL), FI-40014, Finland +79108761366 silaev@kth.se

### Силкин Владимир Владимирович

Лаборатория оптоэлектроники двумерных материалов Московского физико-технического института (Государственного университета) 141701, Московская область, г. Долгопрудный, Институтский пер., 9 +79992359663 silkin.vv@phystech.edu

# Скворцов Михаил Андреевич

Сколковский институт науки и технологий Территория Инновационного Центра «Сколково», улица Нобеля, д. 3 Москва 143026 Россия +79165123236 skvor@itp.ac.ru

# Скороходов Евгений Владимирович

Институт физики микроструктур РАН — филиал Федерального государственного бюджетного учреждения науки «Федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики Российской академии наук»

ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия +79063624981 evgeny@ipmras.ru

# Скрябина Ольга Викторовна

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики твердого тела Российской академии наук ул. ак. Осипьяна, 2, Черноголовка, Московская обл.,142432, Россия +79164308012 oskrya@gmail.com

# Славин Андрей

Oakland University 318 Meadow Brook Rd, Rochester, MI 48309, Соединенные Штаты +1(248) 370-3401 slavin@oakland.edu

# Слаутин Борис Николаевич

Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования «Уральский федеральный университет им. первого Президента России Б.Н. Ельцина». ул. Мира, 19, Екатеринбург, 620002, Россия +79222185852 boris.slautin@urfu.ru

### Смагина Жанна Викторовна

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова Сибирского отделения Российской академии наук пр. Ак. Лаврентьева, 13, Новосибирск, 630090, Россия +73833833332519

smagina@isp.nsc.ru

# Смертин Руслан Маратович

Институт физики микроструктур РАН — филиал Федерального государственного бюджетного учреждения науки «Федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики Российской академии наук» ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия +79307041750 smertin\_ruslan@ipmras.ru

### Соколовская Ольга Игоревна

Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования «Московский государственный университет им. М. В. Ломоносова» Ленинские горы, ГСП-1, Москва, 119991, Россия +79067436234 demetrianka@gmail.com

### Соколовский Григорий Семенович

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук ул. Политехническая, 26, Санкт-Петербург, 194021, Россия +78122927914 qs@mail.ioffe.ru

### Сошников Илья Петрович

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук ул. Политехническая, 26, Санкт-Петербург, 194021, Россия +79219840160 ipsosh@beam.ioffe.ru

### Спевак Евгений

Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования

«Уральский федеральный университет им. первого Президента России Б.Н. Ельцина». ул. Мира, 19, Екатеринбург, 620002, Россия +79126259648 spevak155@gmail.com

### Степанов Илья Александрович

Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования «Московский государственный технический университет им. Н.Э. Баумана (национальный исследовательский университет)» ул. 2-я Бауманская, 5, стр.1, 105005, Россия

+79169959804 ill99@mail.ru

# Степанов Станислав Викторович

Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования «Башкирский государственный университет» ул. Фрунзе, 32, Уфа, 450007, Россия +79603908941 stepanovsv2008@gmail.com

### Степихова Маргарита Владимировна

Институт физики микроструктур РАН — филиал Федерального государственного бюджетного учреждения науки «Федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики Российской академии наук»

ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия +79101215820 mst@ipmras.ru

# Степушкин Михаил Владимирович

Фрязинский филиал федерального государственного бюджетного учреждения науки Института радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова Российской академии наук пл. Введенского 1, Фрязино, Московская обл.,

141190, Россия +79160799262

COKPOWEHEU@yandex.ru

# Столяров Василий Сергеевич

Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего профессионального образования «Московский физико-технический институт (национальный исследовательский университет)»

ул. Керченская, 1а, корп. 1, Москва, 113303, Россия 890089037789008

vasiliy.stoliarov@gmail.com

# Сурис Роберт Арнольдович

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук ул. Политехническая, 26, Санкт-Петербург, 194021, Россия +78122927336 suris@theory.ioffe.ru

# Суханова Татьяна Евгеньевна

Федеральное государственное унитарное предприятие «Ордена Ленина и ордена Трудового Красного Знамени научно-исследовательский институт синтетического каучука им. академика С.В. Лебедева»

ул. Гапсальская, 1, Санкт-Петербург, 198035, Россия +79213984212 tat sukhanova@bk.ru

### Сухаревич Денис Александрович

Институт нанотехнологий, электроники и приборостроения Южного федерального университета ул. Шевченко, 2E, Таганрог, 347922, Россия +79896213608 mastuvtyop@mail.ru

# Сушков Артем Александрович

Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования «Национальный исследовательский Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского» пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950, Россия +79107968101

sushkovartem@gmail.com

### Сёмкин Валентин Андреевич

Лаборатория оптоэлектроники двумерных материалов Московского физико-технического института (Государственного университета) 141701, Московская область, г. Долгопрудный, Институтский пер., 9 +79264632566 semkin.va@phystech.edu

### Таланов Юрий Иванович

Казанский физико-технический институт им. Е.К. Завойского — обособленное структурное подразделение Федерального государственного бюджетного учреждения науки «Федеральный исследовательский центр «Казанский научный центр Российской академии наук» ул. Сибирский тракт, д. 10/7, Казань, 420029, Россия +78432319123 talapov@tft knc ru

talanov@kfti.knc.ru

# Тарасенко Сергей Анатольевич

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук ул. Политехническая, 26, Санкт-Петербург, 194021, Россия +78122927155 tarasenko@coherent.ioffe.ru

### Тарасов Андрей Сергеевич

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова Сибирского отделения Российской академии наук пр. Ак. Лаврентьева, 13, Новосибирск, 630090, Россия +79237087612 tarasov1916@yandex.ru

### Тарасов Иван Анатольевич

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики им. Л. В. Киренского Сибирского отделения Российской академии наук Академгородок, 50, стр. 38, Красноярск, 660036, Россия +7391249455614

tia@iph.krasn.ru

### Тарасов Михаил Александрович

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова Российской академии наук

Том 2

ул. Моховая, 11/7, Москва, 125009, Россия +79165826043 tarasov@hitech.cplire.ru

# Тарасова Елена Александровна

Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования «Национальный исследовательский Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского» пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950, Россия +79101202550 thelen@yandex.ru

# Татарский Дмитрий Аркадьевич

Институт физики микроструктур РАН — филиал Федерального государственного бюджетного учреждения науки «Федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики Российской академии наук» ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия +79101082536 tatarsky@ipmras.ru

# Телегин Константин Юрьевич

Открытое акционерное общество «Научноисследовательский институт «Полюс» им. М.Ф. Стельмаха» РФ, 117342, Москва, ул.Введенского, 3 +79169834933 k.telegin@siplus.ru

# Темирязев Алексей Григорьевич

Фрязинский филиал федерального государственного бюджетного учреждения науки Института радиотехники и электроники им. В. А. Котельникова Российской академии наук пл. Введенского 1, Фрязино, Московская обл., 141190, Россия +79163069408

temiryazev@gmail.com

# Темирязева Марина Павловна

Фрязинский филиал федерального государственного бюджетного учреждения науки Института радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова Российской академии наук пл. Введенского 1, Фрязино, Московская обл., 141190, Россия +79165289530 mtemiryazeva@gmail.com

# Теп Фредерик

Université Montpellier 2 Sciences et Techniques Place Eugène Bataillo, Montpellier, 34095, France +330467144124 frederic.teppe@gmail.com

# Терещенко Олег Евгеньевич

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова Сибирского отделения Российской академии наук пр. Ак. Лаврентьева, 13, Новосибирск, 630090, Россия +73833307883

teresh@isp.nsc.ru

# Тетельбаум Давид Исаакович

Научно-исследовательский физико-технический институт федерального государственного автономного образовательного учреждения высшего образования «Национальный исследовательский Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского» пр. Гагарина 23/3, Нижний Новгород, 603950, Россия +79601711942 tetelbaum@phys.unn.ru

Титова Елена Игоревна

Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего профессионального образования «Московский физико-технический институт (национальный исследовательский университет)» ул. Керченская, 1а, корп. 1, Москва, 113303, Россия +79150355251

titova@phystech.edu

### Тиходеев Сергей Григорьевич

Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования «Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова» Ленинские горы, ГСП-1, Москва, 119991, Россия +79163852262 tikh@gpi.ru

### Тихонов Евгений Сергеевич

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики твердого тела Российской академии наук ул. ак. Осипьяна, 2, Черноголовка, Московская обл.,142432, Россия +74965228335 tikhonov@issp.ac.ru

# Тойкка Андрей Сергеевич

Федеральное государственное бюджетное учреждение «Петербургский институт ядерной физики им. Б.П. Константинова» Национального исследовательского центра «Курчатовский институт» мкр. Орлова роща, 1, Гатчина, 188300, Россия +79992172303 atoikka@obraz.pro

# Томинов Роман Викторович

Институт нанотехнологий, электроники и приборостроения Южного федерального университета ул. Шевченко, 2E, Таганрог, 347922, Россия 8634371629 tominov@sfedu.ru

### Торопов Михаил Николаевич

Институт физики микроструктур РАН — филиал Федерального государственного бюджетного учреждения науки «Федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики Российской академии наук» ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия +78314179476 write75@rambler.ru

# Третьяков Олег Александрович

University of New South Wales The University of New South Wales, Sydney, NSW 2052, Australia +19793149655 o.tretiakov@unsw.edu.au

# Турыгин Антон Павлович

Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования «Уральский федеральный университет им. первого Президента России Б.Н. Ельцина». ул. Мира, 19, Екатеринбург, 620002, Россия +79058060967 anton.turygin@urfu.ru

### Уаман Светикова Татьяна Аурелия

Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования «Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова» Ленинские горы, ГСП-1, Москва, 119991, Россия +79060643636 aurelia8002@gmail.com

# Удалов Олег Георгиевич

Институт физики микроструктур РАН — филиал Федерального государственного бюджетного учреждения науки «Федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики Российской академии наук» ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия

+79200438574

udalov@ipmras.ru

# Усанов Дмитрий Андреевич

Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования «Национальный исследовательский Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского» пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950, Россия +78314623314

usanov@phys.unn.ru

### Усов Юрий Вадимович

Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования «Национальный исследовательский Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского» пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950, Россия +79697644830

usov@phys.unn.ru

# Уставщиков Сергей Сергеевич

Институт физики микроструктур РАН — филиал Федерального государственного бюджетного учреждения науки «Федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики Российской академии наук» ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия

+783124179485 sergey@ipmras.ru

# Уткин Дмитрий Евгеньевич

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова Сибирского отделения Российской академии наук

пр. Ак. Лаврентьева, 13, Новосибирск, 630090, Россия +73833309082

utkinde@isp.nsc.ru

# Уточкин Владимир

Институт физики микроструктур РАН — филиал Федерального государственного бюджетного учреждения науки «Федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики Российской академии наук» ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия +79616390926

xenonum@bk.ru

# Ушаков Дмитрий Владимирович

Белорусский государственный университет пр. Независимости, 4, Минск, 220030, Республика Беларусь +375 295017190 ushakovdvu@gmail.com

### Фадеев Михаил Александрович

Институт физики микроструктур РАН — филиал Федерального государственного бюджетного учреждения науки «Федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики Российской академии наvк» ГСП-105. Нижний Новгород. 603950. Россия +7908593592 fadeev@ipmras.ru

# Фатеев Денис Васильевич

Саратовский филиал федерального государственного бюджетного учреждения науки Института радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова Российской академии наук ул. Зеленая, 38, Саратов, 410019, Россия +792710440628452391237 Fateevdv@yandex.ru

### Фатеева Елизавета Сергеевна

Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования «Санкт-Петербургский государственный университет» Университетская набережная, 7/9, Санкт-Петербург, 199034, Россия +79046053334 fateeva.liza@yandex.ru

### Федулов Фёдор Александрович

Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования «МИРЭА — Российский технологический университет» 119454, ЦФО, г. Москва, Проспект Вернадского, д. 78 +79035200948 ostsilograf@ya.ru

# Филатов Дмитрий Олегович

Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования «Национальный исследовательский Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского» пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950, Россия +79107979536 dmitry\_filatov@inbox.ru

Филатова Елена Олеговна

Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования «Санкт-Петербургский государственный университет» Университетская набережная, 7/9, Санкт-Петербург, 199034, Россия +79213334387 elenaofilatova@mail.ru

### Филимонов Юрий Александрович

Саратовский филиал федерального государственного бюджетного учреждения науки Института радиотехники и электроники им. В. А. Котельникова Российской академии наук ул. Зеленая, 38, Саратов, 410019, Россия +78452272401 yuri.a.filimonov@gmail.com

### Фирсов Дмитрий Анатольевич

Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования «Санкт-Петербургский политехнический университет Петра Великого» ул. Политехническая, 29, Санкт-Петербург, 195251, Россия

+79217988231 dmfir@rphf.spbstu.ru

# Фомин Лев Александрович

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт проблем технологии микроэлектроники и особочистых материалов Российской академии наук ул. Институтская 6, Черноголовка, Московская обл., 142432, Россия +74965244255

+74965244255 fomin@iptm.ru

# Фоминов Яков Викторович

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт теоретической физики им. Л.Д. Ландау Российской академии наук пр. ак. Семенова, 1а, Черноголовка, Московская обл., 142432, Россия +79104661489 fominov@landau.ac.ru

### Фоминский Михаил Юрьевич

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова Российской академии наук ул. Моховая, 11/7, Москва, 125009, Россия +74956293418 ffke@yandex.ru

# Хабарова Анастасия Викторовна

Государственное научное учреждение «Институт тепло- и массообмена им. А.В. Лыкова Национальной академии наук Беларуси». ул. П. Бровки, 15, Минск, 220072, Беларусь.

+375447336709 av.khabarova@mail.ru

### Хабибуллин Рустам Анварович

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт сверхвысокочастотной полупроводниковой электроники Российской академии наук Нагорный проезд, 7, корп. 8/0, Москва, 117105, Россия +79104637930 khabibullin@isvch.ru

# Хазанова Софья Владиславовна

Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования «Национальный исследовательский Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского» пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950, Россия +78314623308 khazanova@phys.unn.ru

### Хаймович Иван Михайлович

Max Planck Institute for the Physics of Complex Systems Nöthnitzer Straße, 38, Dresden, Germany +49000000000 ivan.khaymovich@gmail.com

### Халисов Максим Миндигалеевич

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физиологии

им. И.П. Павлова Российской академии наук наб. Макарова, 6, Санкт-Петербург, 199034, Россия +78123281567 hamax@list.ru

### Хан Федор Владимирович

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова Российской академии наук ул. Моховая, 11/7, Москва, 125009, Россия +79774582350

### khanfv@hitech.cplire.ru Хомицкий Денис Владимирович

Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования «Национальный исследовательский Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского» пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950, Россия +78314623304 khomitsky@phys.unn.ru

# Хорошилов Владимир Сергеевич

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова Сибирского отделения Российской академии наук

пр. Ак. Лаврентьева, 13, Новосибирск, 630090, Россия +79133768070

khorosvladimir@mail.ru

# Хорошко Людмила Сергеевна

Белорусский государственный университет пр. Независимости, 4, Минск, 220030, Республика Беларусь +375172095359 khoroshko@bsu.by

### Хохлов Дмитрий Ремович

Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования «Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова» Ленинские горы, ГСП-1, Москва, 119991, Россия +74959391151 khokhlov@mig.phys.msu.ru

### Храпай Вадим Сергеевич

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики твердого тела Российской академии наук ул. ак. Осипьяна, 2, Черноголовка, Московская обл.,142432, Россия +79030026390 dick@issp.ac.ru

### Хусяинов Динар Ильгамович

Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования «МИРЭА — Российский технологический университет» 119454, ЦФО, г. Москва, Проспект Вернадского, д. 78 +79163850597 husyainov@mirea.ru

### Хутиева Анна Борисовна

Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования «Саратовский национальный исследовательский государственный университет им. Н. Г. Чернышевского» ул. Астраханская, 83, Саратов, 410012, Россия +78459271032772 any788782@gmail.com

# Хыдырова Селби

Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования «Московский государственный технический университет им. Н.Э. Баумана (национальный исследовательский университет)»

ул. 2-я Бауманская, 5, стр.1, 105005, Россия +79252973660 hydyrova.selbi@yandex.ru

# Цуриков Давыд Евгеньевич

Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования «Санкт-Петербургский государственный университет» Университетская набережная, 7/9, Санкт-Петербург, 199034, Россия +79602809593 DavydTsurikov@mail.ru

### Цыбин Николай Николаевич

Институт физики микроструктур РАН — филиал Федерального государственного бюджетного учреждения науки «Федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики Российской академии наук»

ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия +78314385555 tsybin@jpmras.ru

### Цыпленков Вениамин Владимирович

Институт физики микроструктур РАН — филиал Федерального государственного бюджетного учреждения науки «Федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики Российской академии наук»

ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия +78314179479 Tsyplenkov1@yandex.ru

# Чайка Александр Николаевич

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики твердого тела Российской академии наук ул. ак. Осипьяна, 2, Черноголовка, Московская обл.,142432, Россия +74965228369 chaika@issp.ac.ru

# Чалдышев Владимир Викторович

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Физико-технический институт им. А Ф. Иоффе Российской академии наук ул. Политехническая, 26, Санкт-Петербург, 194021, Россия +78122927393

chald.gvg@mail.ioffe.ru

### Чапалда Евгения Николаевна

Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования «Санкт-Петербургский политехнический университет Петра Великого» ул. Политехническая, 29, Санкт-Петербург, 195251, Россия +79112899673 evgesha2109@gmail.com

### Чарикова Татьяна Борисовна

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики металлов

им. М.Н. Михеева Уральского отделения Российской академии наук ул. С. Ковалевской, 18, Екатеринбург, 620990, Россия +73433783733 charikova@imp.uran.ru

# Чекушкин Артем Михайлович

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт радиотехники и электроники им. В. А. Котельникова Российской академии наук ул. Моховая, 11/7, Москва, 125009, Россия +79661818657 chekushkin@hitech.cplire.ru

### Ченцов Семён Игоревич

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Физический институт им. П.Н. Лебедева Российской академии наук Ленинский проспект, 53, ГСП-1, Москва, 119991, Россия 310394991326448 semtch@gmail.com

#### Черненко Александр Васильевич

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики твердого тела Российской академии наук ул. ак. Осипьяна, 2, Черноголовка, Московская обл.,142432, Россия +79150042171 chernen@yandex.ru

### Черненко Наталия Евгеньевна

Институт нанотехнологий, электроники и приборостроения Южного федерального университета ул. Шевченко, 2E, Таганрог, 347922, Россия +79286012351 nchernenko@sfedu.ru

# Черников Алексей Александрович

The University of Regensburg Universitätsstraße, 31, Regensburg, 93053, Germany +49941 943-2606 alexey.chernikov@ur.de

### Чернозатонский Леонид Александрович

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт биохимической физики им. Н.М. Эмануэля Российской академии наук ул. Косыгина, 4, 119334, Москва, Россия 97172+74959397172 chernol-43@mail.ru

# Чернопицский Максим Александрович

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Физический институт им. П.Н. Лебедева Российской академии наук Ленинский проспект, 53, ГСП-1, Москва, 119991, Россия 79853117472 chernopicskiyma@lebedev.ru

### Чернышев Алексей Константинович

Институт физики микроструктур РАН — филиал Федерального государственного бюджетного учреждения науки «Федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики Российской академии наук» ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия +78314179476 aleksej chernyshov@mail.ru Институт физики микроструктур РАН — филиал Федерального государственного бюджетного учреждения науки «Федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики Российской академии наук» ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия +78314179486 chig@ipmras.ru

# Чигинева Анна Борисовна

Научно-исследовательский физико-технический институт федерального государственного автономного образовательного учреждения высшего образования «Национальный исследовательский Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского» пр. Гагарина 23/3, Нижний Новгород, 603950, Россия +79108885037 chigineva@nifti.unn.ru

# Чиков Александр Алексеевич

Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования «Уральский федеральный университет им. первого Президента России Б.Н. Ельцина». ул. Мира, 19, Екатеринбург, 620002, Россия +79126998740 alex.chikov@yandex.ru

### Чиненков Максим Юрьевич

Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования «Национальный исследовательский университет «МИЭТ» проезд 4806, 5, Зеленоград, Москва, 124498, Россия +79163352127 chinenkov@inbox.ru

### Чукеев Максим Александрович

Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования «Санкт-Петербургский государственный университет» Университетская набережная, 7/9, Санкт-Петербург, 199034, Россия +79602801787 maxchukeev@gmail.com

### Чумаков Николай Константинович

Федеральное государственное бюджетное учреждение «Национальный исследовательский центр «Курчатовский институт» пл. ак. Курчатова, 1, Москва, 123182, Россия +79160859276 chumakov\_nk@nrcki.ru

# Чуприк Анастасия Александровна

Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего профессионального образования «Московский физико-технический институт (национальный исследовательский университет)» ул. Керченская, 1а, корп. 1, Москва, 113303, Россия +79261888623 chouprik@mail.ru

# Чурин Сергей Александрович

Институт физики микроструктур РАН — филиал Федерального государственного бюджетного учреждения науки «Федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики Российской академии наук» ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия +78314616543 churin@ipmras.ru

# Чхало Николай Иванович

Институт физики микроструктур РАН — филиал Федерального государственного бюджетного учреждения науки «Федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики Российской академии наук» ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия

+79101094218 chkhalo@ipmras.ru

### Шайхулов Тимур Айратович

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова Российской академии наук ул. Моховая, 11/7, Москва, 125009, Россия +74956297433 shcaihulov@hitech.cplire.ru

### Шамирзаев Тимур Сезгирович

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова Сибирского отделения Российской академии наук пр. Ак. Лаврентьева, 13, Новосибирск, 630090, Россия +73833304475 sha tim@mail.ru

# Шарипов Талгат Ишмухамедович

Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования «Башкирский государственный университет» ул. Фрунзе, 32, Уфа, 450007, Россия +73472299647 sha-t@ya.ru

### Шатохин Алексей Николаевич

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Физический институт им. П.Н. Лебедева Российской академии наук Ленинский проспект, 53, ГСП-1, Москва, 119991, Россия +74991326329 shatohinal@gmail.com

# Шевченко Мария Сергеевна

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова Российской академии наук ул. Моховая, 11/7, Москва, 125009, Россия +79212519094 shevchenko@hitech.cplire.ru

# Шенгуров Владимир Геннадьевич

Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования «Национальный исследовательский Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского» пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950, Россия +78314623188

shengurov@phys.unn.ru

# Шишкина Екатерина Владимировна

Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования «Уральский федеральный университет им. первого Президента России Б. Н. Ельцина». ул. Мира, 19, Екатеринбург, 620002, Россия 79045431104 ekaterina.shishkina@urfu.ru Том 2

# Шоболова Тамара Александровна

Федеральное государственное унитарное предприятие федеральный научно-производственный центр «Научно-исследовательский институт измерительных систем им. Ю.Е. Седакова»

Тропинина, 47, Нижний Новгород, 603950, ГСП-486, Россия +79506090111

tomasorokina@gmail.com

# Шубина Татьяна Васильевна

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук ул. Политехническая, 26, Санкт-Петербург, 194021, Россия +7(812)2927124 shubina@beam.ioffe.ru

# Шукринов Юрий Маджнунович

Объединённый институт ядерных исследований ул. Жолио-Кюри, 6 Дубна, Московская область, 141980, Россия +789150442981 shukrinv@theor.jinr.ru

# Шур Владимир Яковлевич

Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования «Уральский федеральный университет им. первого Президента России Б.Н. Ельцина». ул. Мира, 19, Екатеринбург, 620002, Россия +73433899568 vladimir.shur@urfu.ru

### Юлин Сергей

Fraunhofer Institut Angewandte Optik und Feinmechanik Albert Einstein Strasse 7 +493641807241 Sergiy.Yulin@iof.fraunhofer.de

### Юнин Павел Андреевич

Институт физики микроструктур РАН — филиал Федерального государственного бюджетного учреждения науки «Федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики Российской академии наук» ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия +78314179491 yunin@ipmras.ru

# Юрасов Дмитрий Владимирович

Институт физики микроструктур РАН — филиал Федерального государственного бюджетного учреждения науки «Федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики Российской академии наук»

ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия +78314179482

Inquisitor@ipmras.ru

# Юсупов Ренат Альбертович

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова Российской академии наук ул. Моховая, 11/7, Москва, 125009, Россия +79852819648 yusupovrenat@hitech.cplire.ru

### Яблонский Артем Николаевич

Институт физики микроструктур РАН — филиал Федерального государственного бюджетного учреждения науки «Федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики Российской академии наук» ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия +78314179482 yablonsk@ipmras.ru

# Яковлева Валентина Владимировна

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук ул. Политехническая, 26, Санкт-Петербург, 194021, Россия +79117951422

valya\_yakovleva\_1999@mail.ru

# Якунина Elena Михайловна

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики металлов им. М.Н. Михеева Уральского отделения Российской академии наук ул. С. Ковалевской, 18, Екатеринбург, 620990, Россия +73433783689 eyakuninaart@gmail.com

# Ясинская Дарья Николаевна

Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования «Уральский федеральный университет им. первого Президента России Б.Н. Ельцина». ул. Мира, 19, Екатеринбург, 620002, Россия +79655441060 daria.iasinskaia@urfu.ru

# АВТОРСКИЙ УКАЗАТЕЛЬ

# A

Afalla J. 540 Akzyanov R.S. 15 Aleshkin V.Ya. 531 Antonov A.V. 7 Astafiev O.V. 13 Atanasova P.Kh. 9 Aubin H. 15

# B

Bacon D. R. 540 Baidus N.V. 265 Balanta M.A.G. 158 Bayer M. 921, 923 Beckmann D. 38 Beigang R. 540 Belyakov V.A. 359 Bulgarevich D. 540

### С

Candussio S. 582 Chkhalo N.I. 362, 364 Christiani G. 56 Ciobanu A.S. 322 Cren T. 15

### D

Dani K. 540 Dejneka A. 348 Devyaterikov D.I. 117 Dmitriev A.Yu. 13 Dubinov A.A. 529, 531 Dvoretskii S.A. 531 Dzhagan V.M. 754

# E

Escaño M.C. 540

# F

Fadeev M.A. 531 Fal'ko V. 582 Filatov D.O. 265 Furuya T. 540

# G

Ganichev S.D. 533, 582 Gavrilenko V.I. 529, 531 Giulian R. 875 Golubov A. 15 Gubbiotti G. 162 Gurtovoy V.L. 15

#### Н

Hogan B.T. 708 Hu Q. 293 Hübers H.-W. 535

#### I Iikawa F. 158

**J** Janalizadeh A. 17

### K

Kareiva A. 267 Karpinsky D.V. 267 Khitun A. 162 Khokhlov D.A. 15 Kimel A.V. 120 Kitahara H. 540 Knörnschild G.H. 804 Kolahchi M.R. 17 Kopasov A.A. 11 Kozakov A.T. 362 Kozlov S.N. 15 Kravtsov E.A. 117 Krevchik P.V. 265 Krevchik V.D. 265 Kumar M. 875 Kumar N. 362, 364, 466 Kupriyanov M.Yu. 15 Kutlin A.G. 11

### L

Larañaga A. 234 Logvenov G. 56 Lvov D. 15 Lyaschenko S.A. 122

#### Μ

Madami M. 162 Madéo J. 540 Mag-usara V.K. 540 Makarova A.A. 322 Marchenko D.E. 322 Marychev M.O. 265 Mashin A.I. 364 Masterov D.V. 7 Maximova O.A. 122 Mel'nikov A.S. 11 Mikhailov N.N. 531 Mikhaylov A.N. 7 Mishchenko A. 582 Molodtsova O.V. 322 Morozov S.V. 7, 529, 531 Morozov S.V. Mruczkiewicz M. 144 Muldera J. 540

### N

Nakajima M. 540 Nezhdanov A.V. 362, 364 Nikitenko Yu.V. 117 Noginova N. 148

#### 0 Otar

Otsuji T. 538 Ovchinnikov S.G. 122

### Р

Pakalniškis A. 267 Panayotova S.A. 9 Papaioannou E.Th. 540 Paraphin A.E. 7 Pavlov S.A. 7 Pecz B. 546 Pernod P. 140 Petoukhoff Ch.E. 540 Pleshkov R.S. 362, 364 Pogosov W.V. 13 Polkovnikov V.N. 362, 364 Pons S. 15

# R

Rahaman M. 754 Rahmonov I. 17 Rautert J. 921 Richter H. 535 Roditchev D. 15 Rumyantsev V.V. 529, 531 Rutskaia V. 860

Saburova D.A. 265 Savinov D.A. 7 Schaepers Th. 675 Scheuer L. 540 Schilling J. 860 Semenov A. 535 Semenov I.M. 265 Semenov M.B. 265 Sheina V.A. 15 Shkurinov A P. 265 Shorokho A.V. 265 Shukrinov Yu.M. 17 Shvets I.V. 322 Skaudzius R. 267 Skryabina O.V. 15 Slizovskiy S. 582 Smertin R.M. 362 Smirnov D.A. 322 Šoltýs Ján 144 Stolyarov V.S. 15

### Т

Talara M. 540 Tani M. 540 Teppe F. 531 Tetelbaum D.I. 7 Tiercelin N. 140 Tominaga Keita 540 Torosyan G. 540

# U

Ustavschikov S.S. 7 Utochkin V.V. 531

# V

Vasiliev V.K. 7 Vetrova I. 144 Vinokur V. 15 Vlaic S. 15 Volk Ch. 675 Vysotin M.A. 122

# W

Walls B. 322 Watanabe M. 540 Wei X. 293 Wienold M. 535 Wolf M.J. 38

# Y

Yakovlev D.S. 15 Yunin P.A. 364

# Z

Zahn D.R.T. 754 Zhaketov V.D. 117 Zheludkevich A. 267 Zhu H. 331 Zhussupbekov K. 322 Том 2

# A

Аборкин А.В. 452 Абрамкин Д.С. 542, 800 Абрамов А.С. 267, 272, 273, 293 Абрамов Н.Н. 40 Абросимова Н.Д. 790 Авдижиян А.Ю. 802 Авилов В.И. 333 Агеев О.А. 298, 308, 333, 650, 664, 824, 852, 911 Акимов А.Н. 867 Акишева А.В. 124 Акмаев М.А. 544 Акопян Н. 820 Аксенов В.В. 620, 826 Аладышкин А.Ю. 270 Алафердов А.В. 630 Александров И.А. 546 Алешкин В.Я. 548, 550, 572, 574, 597, 648, 758, 817, 887, 889 Аликин Д.О. 267, 272, 273, 293 Аликин Ю.М. 352 Алмаев А.В. 875 Алтынбаев Л.А. 708 Алымов Г.В. 562, 840 Альперович В.Л. 903 Аминев Д.Ф. 552, 714 Андреев А.Ю. 606 Андреев Б.А. 32, 554, 614, 697, 736 Андреев И.В. 556, 842 Андреева М.А. 370 Андрианов А.И. 864 Андронов Е.В. 597, 815 Андрюшечкин Б.В. 320 Аникин К.В. 754 Анисимов А.Н. 354, 591 Анкудинов А.В. 275, 342 Анненков А.Ю. 255 Антонов А.В. 32, 548 Антонов Г.И. 238 Антонов Д.А. 277 Антонов И.Н. 126, 277, 893 Антропов Н.О. 179, 261 Антюшин Е.С. 366, 421 Аплеснин С.С. 216 Арапов Ю.Г. 626 Араужо Э.Б. 273 Аристов В.Ю. 322 Артамкин А.И. 612 Архипов А.В. 232 Архипов М.В. 558 Архипов Р.М. 558 Архипова Е.А. 19, 560, 732, 734 Атепалихин А.А. 21 Афанасьев Д.А. 636 Афоненко А.А. 562, 564, 566, 748, 889, 897 Афоненко Ан.А. 566

Ахматханов А.Р. 130, 132, 337, 348 Ахметова А.И. 279 Ахсахалян А.А. 456, 458, 464, 466 Ахсахалян А.Д. 368, 383 Ахундов И.О. 867

# Б

Бабичев А.В. 568 Багаев В.С. 786, 784 Багаев Т.А. 570, 832, 871 Баглов А.В. 128 Баева Э.М. 23 Байдакова М.В. 322, 856 Байдакова Н.А. 572, 788 Байдусь Н.В. 574, 587, 589, 668, 780, 830, 864, 915 Бакаров А.К. 923 Бакина К.А. 450 Баклашов Д.И. 915 Балакирев С.В. 650, 664, 911 Балдычева А. 708 Бандурин Д.А. 840 Банников М.И. 612 Банникова Н.С. 196 Баранов П.Г. 354, 591 Бараш Ю.С. 108 Барышев А.М. 54 Барышев В.Р. 576 Бастракова М.В 71, 26 Батаев М.Н. 578 Батов И.Е. 38 Батьянов С.М. 780 Баулин Р.А. 370 Бегинин Е.Н. 142, 148, 206, 208, 222, 256 Бекетов И.В. 185 Бекин Н.А. 580 Белобородов И.С. 249 Белов А.И. 668, 875 Белов П.А. 741 Белодедов М.В. 52 Белых В.В. 544 Бельков В.В. 582 Беляков В.А. 583 Березин В.А. 339 Березовская Т.Н. 389 Бержанский В.Н. 346 Берковиц В.Л. 634 Берт Н.А. 856, 858 Беспалов А.А. 28 Бессолов В.Н. 585 Бибикова В.В. 813 Бизяев Д.А. 130, 132, 318 Благодаткин А.В. 30 Бляхман Ф.А. 185 Бобков А.М. 38 Бобкова И.В. 38 Бобров А.И. 587, 589

Бобров Ю.А. 281 Богачев С.А. 415, 417, 419 Богачук Д.В. 429 Богданов А.А. 652 Богданов С.А. 560, 732, 734 Боголюбский А.С. 624 Богомолов Д.Б. 800 Божко С.И. 302 Божьев И.В. 738 Бокова-Сирош С.Н. 738 Болдин М.С. 666 Бондаренко Д.Н. 695 Бондаренко Л.В. 295, 297, 306, 328 Борисенко Д.Н. 792 Бородавченко О.М. 687 Бострем И.Г. 164 Бреев И.Д. 354, 591 Брехов К.А. 802 Бричкин А.С. 909 Брунков П.Н. 322 Брюквина Л.И. 172 Бубис А.В. 593 Бударин Л.И. 152 Будкин Г.В. 895 Буздин А.И. 78 Бузынин Ю.Н. 877 Бурцев А.А. 595 Бухараев А.А. 130, 132, 316, 318 Бушуев В.А. 371 Бушуйкин П.А. 697 Быков Ан.В. 281 Быков В.А. 281 Быков Д.С. 597

# B

Вайнер Ю.А. 371, 375, 466 Валеев В.Г. 917 Варавин В.С. 762, 883 Варыгин Г.В. 578 Васев А.В. 800 Васильев А.В. 272 Васильев А.Н. 87 Васильев Д.Д. 99 Васильев Р.Б. 754 Васильевский И.С. 748 Васильченко А.А. 599 Васьковский В.О. 232, 234 Вдовичева Н.К. 34 Вдовиченко А.Ю. 750 Веденеев А.С. 220 Ведь М.В. 134, 156, 158, 168, 187 Вековшинин Ю.Е. 295 Вербус В.А. 929 Верхогляд А.Г. 632 Веселов Д.А. 606 Вилков Е.А. 136 Вилков И.В. 287, 450, 452
Винарский В.П. 743 Винниченко М.Я. 601 Виноградов А.С. 452 Вихарев А.Л. 560, 732, 734 Вихрова О.В. 126, 150, 174, 187, 247, 630 Вишняков Е.А. 377, 433, 468 Власенко В.А. 36 Водолазов Д.Ю. 65, 91 Водопьянов А.В. 379, 811 Вожаков В.А. 26 Вознюк Г.В. 568 Войцеховский А.В. 603 Волков В.А. 605 Волков Н.А. 606, 832, 871 Волков О.Ю. 897 Волков П.В. 844 Волкова Е.В. 608 Володин В.А. 687 Воробьев А.Ю. 836 Востоков Н.В. 326, 679, 813 Вуль А.Я. 919 Вшивцев М.А. 927 Высоцкий С.Л. 138, 236

## Г

Гавриков М.В. 610 Гавриленко В.И. 550, 562, 597, 648, 704, 748, 782, 815, 887 Гайдученко И.А. 840 Гайсин А.У. 381, 411, 460 Галеева А.В. 612 Галиев Р.Р. 897 Галин М.А. 32, 34 Гапоненко Н.В. 614, 616 Гапонов М.С. 140 Гарахин С.А. 379, 383, 385, 397, 435 Гасайниев З.Ш. 788 Гатин А.К. 289, 291 Гейм А.К. 840 Герловин И.Я. 741, 760 Германенко А.В. 758 Герус С.В. 255 Гимадеева Л.В. 293 Гимазов И.И. 36, 87 Гинзбург Н.С. 576, 618 Гиппиус Н.А. 652 Глаголев П.Ю. 387, 395 Гладилин А.А. 552 Гладышев А.Г. 568 Глазкова Д.А. 828 Голдобин Э. 89, 110 Голиков О.Л. 869, 899 Голикова Т.Е. 38 Голицына О.М. 337 Головань Л.А. 854 Головчанский И.А. 40, 85 Голубов А.А. 40, 85 Гольцман Г.Н. 23, 76, 840

Голяшов В.А. 620, 700, 826, 867, 873 Гончаров Б.В. 44, 46 Горай Л.И. 389 Горбачев А.М. 560, 732, 734 Горев Р.В. 228 Горн Д.И. 603 Горшков А.П. 587, 589, 893 Горшков Д.В. 700 Горшков О.Н. 277, 893 Горюнов А.В. 844 Грановский А.Б. 220 Граф С.В. 601, 895 Грачев А.А. 142, 206 Грачев А.Г. 222 Грибко В.В. 391 Григорьева Л.Н. 622 Гридчин В.О. 693, 858 Гринберг Я.С. 42 Гришин М.В. 289, 291, 300 Грузнев Д.В. 295, 297, 306, 328 Губанов В.А. 144, 146, 148 Губанова Ю.А. 148 Гудина С.В. 624, 626 Гультиков Н.В. 628 Гунбина А. 89 Гуревич С.А. 289 Гурович Б.А. 44, 46 Гурьянов А.В. 298, 308 Гусев Е.Э. 395 Гусев Н.С. 152, 198, 224, 228, 572, 658, 929 Гусев С.А. 243, 287, 450, 452 Гусева В.Е. 393 Гусейнов Д.В. 658 Гутаковский А.К. 800

## Д

Давыдов А.Б. 917 Давыдов В.Ю. 730 Данилов С.Н. 612 Данилов Ю.А. 126, 134, 150, 168, 174, 187, 214, 630, 716 Данилова А.А. 230 Данильцев В.М. 794 Дашков А.С. 389 Дворецкий С.А. 593, 603, 612, 632, 648, 704, 758, 762, 764, 782, 815, 817, 879, 883, 887 Двуреченский А.В. 687, 850 Девизорова Ж.А. 78 Девятериков Д.И. 179, 226 Девятов Э.В. 108, 792 Дедкова А.А. 395 Дементьев П.А. 634 Дементьева Е.В. 634 Дементьева М.М. 324 Демидов В.В. 257 Демидов Е.С. 152, 636 Демидова Н.Е. 636

Дёмин А.Ю. 826 Демин В.А. 220, 638, 750, 913 Демин Г.Д. 154, 387, 399 Дёмина П.Б. 126, 134, 156, 158, 160, 168, 640, 644, 666 Денисов С.А. 864 Денисов Д.В. 568 Денисов Н.В. 328 Денисов С.А. 877 Денисова В.И. 415, 417 Дерябин А.С. 669 Джиоев Р.И. 726 Дзядух С.М. 603 Дикарева Н.В. 640 Димитриева С.Е. 714 Дмитриев Д.В. 642 Дмитриев Д.С. 421 Дмитроусова Д.М. 214 Долгополова М.В. 210 Доронин С.В. 300 Дорофеева А.И. 354 Дорохин М.В. 126, 134, 156, 158, 160, 168, 170, 174, 289, 640, 644, 666, 716, 722 Дохликова Н.В. 300 Дремов В.В. 85 Дричко И.Л. 646 Дрождин С.Н. 337 Дроздов М.Н. 560, 630, 732, 734, 790, 794, 927 Дрязгов М.А. 48 Дубинин И.С. 397 Дубинов А.А. 548, 550, 562, 574, 597, 648, 889 Дуда Т.А. 754 Дудин Ю.А. 168, 174, 214, 224, 644 Дудко Г.М. 162 Дулебо А.И. 544 Дурнев М.В. 582 Дуров К.В. 668 Духан Д.Д. 650 Дьяков С.А. 652, 788, 862 Дюделев В.В. 568 Дюжев Н.А. 154, 387, 395, 399, 654 Дюжиков И.Н. 897

### E

Евдокимов А.Е. 726 Евсиков И.Д. 399, 654 Евтихиев В.П. 568 Егоров А.Ю. 568 Егоров С.В. 108 Егорова Е.Д. 576 Ежевский А.А. 658 Екимов Е.А. 622, 660, 662 Екомасов Е.Г. 164, 238 Елесин А.Г. 632 Елисеев А.А. 302

Елисеев Е. 273 Елисеев М.А. 654 Елисеев Н.Н. 595 Елькина А.И. 19 Ельцов К.Н. 320 Емельянов А.В. 220, 750 Емельянов Е.А. 800 Емельянов Н.А. 28 Еременко М.М. 650, 664, 911 Ерофеева И.В. 644, 666 Ерунов С.В. 780 Ерхова Н.Ф. 377, 419 Ершов А.В. 668, 856, 893, 915 Ерыженков А.В. 828 Есин М.Ю. 669, 800 Ефимов А.Д. 245

## Ж

Том 2

Жакетов В.Д. 179 Живулько В.Д. 614, 687 Жидяев К.С. 780, 915 Жолудев М.С. 671, 704, 782 Жук Н.А. 429 Жукавин Р.Х. 580, 673 Жуков А.А. 302, 675 Жуков А.О. 677 Жукова М.О. 708 Журавлев А.Г. 903 Журавлев К.С. 546, 642

### 3

Забавичев И.Ю. 679, 813 Заболотных А.А. 605, 822 Заботнов С.В. 854 Забродин И.Г. 401, 421 Заварин Е.Е. 689 Заверткин П.С. 377 Заворницын Р.С. 166 Завражнов А.Ю. 666 Загитова А.А. 792 Загороднев И.В. 822 Зайнагутдинов А.Р. 681 Зайцев А.В. 877 Зайцева Э.Г. 683 Заморянская М.В. 304 Заславский В.Ю. 576, 618 Захаров Я.А. 685 Звездин К.А. 238 Звонков Б.Н. 126, 158, 187, 251, 626, 834 Здоровейщев А.В. 134, 156, 168, 170, 174, 187, 240, 247, 277, 640, 644, 666, 834 Здоровейщев Д.А. 170, 126, 168, 630, 722 Зегря Г.Г. 796, 919 Земляков В.Е. 869 Зиганшин М.А. 316 Зиганшина С.А. 316 Зиновьев В.А. 687, 850

Зиновьева А.Ф. 687 Зорина М.В. 371, 375, 383, 385, 403, 405, 464, 466 Зотов А.В. 297, 306, 312, 328, 295 Зубков С.Ю. 668 Зуев С.Ю. 366, 379, 397, 407, 409, 437, 454

### И

Иванов А.А. 50, 101, 689 Иванов А.С. 691 Иванов Н.А. 172 Иванов Ю.П. 328 Иванова Е.В. 304 Ивлева Л.И. 350 Ивлюшкин Д.В. 377 Игнатьев И.В. 578, 741, 760 Иконников А.В. 612, 704, 782, 883 Ильин А.И. 50 Ильин О.И. 298, 308, 824 Ильина М.В. 298, 308, 824 Илькив И.В. 693 Ионин В.В. 595 Исаев В.А. 732, 734 Исаенко С.И. 452 Исмагилов Р.Р. 738 Ичёткин Д.В. 220 Ичкитидзе Л.П. 52 Ищенко Д.В. 867, 873

### К

Кабаев К.С. 160 Кабанов В.Ф. 610 Кавеев А.К. 695, 873 Каверин Б.С. 287, 450, 452 Кавокин К.В. 726 Казаков А.С. 612 Казакова О.И. 788 Казанцев Д.М. 903 Калабухов А. 89 Калентьева И.Л. 126, 150, 174 Калинин Ю.Е. 220 Калинина Е.А. 658 Калинников М.А. 554, 697, 736 Калинушкин В.П. 552 Каманина Н.В. 881 Каравайников А.В. 259, 346 Каратев А.В. 411 Карачинский Л.Я. 568 Караштин Е.А. 176 Каргин Н.И. 616 Кардакова А.И. 23 Карзанов В.В. 636 Касатиков С.А. 381, 413 Касатиков А.С. 411 Каськов И.А. 421 Кацюба А.В. 687 Кашкаров П.К. 854

Квон З.Д. 699, 879 Кетков С.Ю. 287 Кинев Н.В. 54 Кириленко Д.А. 693, 858 Кириллин М.Ю. 854 Кириченко А.С. 415, 417, 419 Киртаев Р.В. 344 Киселев А.В. 595 Кислинский Ю.В. 56 Кислых Н.В. 620 Киямов А.Г. 87 Клековкин А.В. 622 Клёнов Н.В. 26 Клепикова А.С. 101 Климов А.А. 140, 204 Климов А.Э. 700, 867, 873 Клоков А.Ю. 702 Клушин А.М. 32, 72, 91 Ковальский В.А. 630 Ковалюк В.В. 76 Кожевин В.М. 289 Кожевников А.В. 138, 162, 200, 202.236 Козлов В.А. 679, 691, 813 Козлов Д.А. 342, 704, 782, 883 Колесников А.В. 669 Колесников А.О. 433, 468 Колесников Н.Н. 108, 792 Колесников С.С. 172 Колесникова В.Г. 178 Колобов А.В. 714 Колодезный Е.С. 568 Колосов С.А. 622 Колосовский Д.А. 642 Комаров Д.А. 46 Конаков А.А. 716, 766 Конашук А.С. 381, 411, 413 Кондорский А.Д. 622 Кондрин М.В. 552 Конев В.В. 58 Коненкова Е.В. 585 Конотоп В.В. 371 Константинян К.И. 56, 204, 257 Коняев В.П. 570, 832 Копылов Д.А. 198 Корнеев А.А. 48 Корнеева Ю.П. 48 Корнилов В.М. 310 Корнилова Ю.Д. 614, 616 Королев Д.С. 875 Королев С.А. 608 Корч М.А. 185 Коршунов М.М. 60 Коряжкина М.Н. 893 Косарев А.Н. 706 Кособоков М.С. 348, 352 Котляр К.П. 693, 820, 858 Котов В.В. 281 Котова Л.В. 708 Котомина В.Е. 168, 644, 915

Коханенко А.П. 743 Кочаровская Е.Р. 618, 710, 712, 768 Кочаровский В.В. 710, 712 Кочаровский Вл.В. 710, 712 Кочерешко В.П. 708 Кочиев М.В. 544 Кошелец В.П. 21, 54, 89, 95, 97, 104.110 Кравцов Е.А. 179, 226, 261, 191 Краев С.А. 560, 732, 734, 794 Красилин А.А. 342 Красильник З.Ф. 554, 652, 697, 736, 860, 862 Красильникова Л.В. 554, 697, 736 Краснов В.М. 85 Кретинин В.В. 216 Кривенцов В.В. 383 Кривобок В.С. 552, 622, 660, 662, 702, 714, 784, 786 Кричевский В.В. 570, 832 Криштоп В.Г. 809 Круглов А.В. 277, 574 Крупин А.Ю. 687 Крыжановская Н.В. 820 Крюков А.В. 915 Крюков Р.Н. 150, 170, 187, 630, 644, 668, 716, 718, 830, 864 Кудасов Ю.Б. 181, 194 Кудрин А.В. 126, 134, 150, 156, 168, 174, 187, 716, 718, 877, 640 Кудрявцев К.Е. 554, 597, 697, 736,834 Кудряшов М.А. 677, 778 Кузин С.В. 375, 377, 415, 417, 419 Кузнецов И.И. 403 Кузнецов М.А. 183 Кузнецов Ю.А. 720 Кузнецов Ю.М. 126, 150, 168, 170, 174, 240, 630, 644, 666, 722 Кузнецова И.А. 724 Кузнецова М.С. 726 Кузьмин Л.С. 30 Кукушкин В.А. 712, 728 Кукушкин И.В. 556, 842 Кулак А.И. 289 Кулаков В.И. 792 Куликов Н.С. 464 Кулинич И.В. 587, 589 Кумар Н. 371, 435, 449 Кункель Т.С. 342 Кунцевич А.Ю. 544 Кунькова З.Э. 150 Куприянов М.Ю. 40 Купчинская Н. 85 Куракина Д.А. 854

Курдюбов А.С. 760 Курин В.В. 32, 34 Курицын Д.И. 568 Курляндская Г.В. 185, 232, 34 Курнявко Ю.В. 570 Кустов Д.А. 620 Кутузов Л.В. 44, 46

#### Л

Лавров С.Д. 802 Ладугин М.А. 570, 606, 628, 832, 838, 871 Ланцев Е.А. 666 Лапушкин М.Н. 720 Ларин Т.Д. 804 Латышев А.В. 754 Лачинов А.Н. 310 Лашковская Е.И. 614, 616 Лебедев В.А. 342 Лебедев М.В. 634, 730 Лебедок Е.В. 546 Левин А.А. 856 Левичев М.Ю. 72, 91 Леесмент С.И. 281 Лемзяков С.И. 89 Лепаловский В.Н. 232, 234 Лесников В.П. 134, 150, 156, 187, 170, 630, 716, 718, 722 Литвинов Д.А. 622, 660, 662 Лихачев К.В. 591 Лобаев М.А. 560, 732, 734 Лобанов Д.Н. 554, 697, 736 Лобинцов А.В. 832 Лобода И.П. 415, 417 Логинов А.Б. 106, 339, 608, 738 Логинов Б.А. 106, 339, 608, 738, 739 Логинов Д.К. 741 Логунов М.В. 230 Лозовой К.А. 743 Локк Э.Г. 193, 255 Лопатин А.Я. 379, 397, 405, 407, 409 Лотин А.А. 595 Луговской А.В. 255 Лукьянов А.Ю. 844 Лундин В.В. 689 Лучин В.И. 405, 407, 409 Лысак В.В. 858 Львова Т.В. 634, 730 Лютецкий А.В. 568, 606 Лядов Н.М. 87 Ляшко С.Д. 259, 346

## Μ

Мазаник А.А. 93 Мазов Л.С. 61, 63, 189, 744 Майборода И.О. 917 Макаров С.Н. 632 Макаров П.А. 452 Макарова М.В. 166, 191 Макарова Э.Б. 185 Макарочкин И.А. 234 Макарцев И.В. 583 Максимов А.А. 746 Максимова Г.М. 681 Максимова И.К. 166 Малехонова Н.В. 587, 589 Малиева Е.М. 44, 46 Маликов И.В. 136, 339 Малин Т.В. 546 Малкин А.М. 576, 618 Малышев И.В. 366, 419, 421, 423, 441, 458, 464 Мальков Д.М. 450 Мамонов Е.А. 198 Манова Н.Н. 48 Маношин А.А. 776 Мансуров В.Г. 754 Манцызов Б.И. 371 Мараров В.В. 312 Маремьянин К.В. 748 Маркеев А.М. 344 Маркелов А.С. 391 Мармалюк А.А. 570, 606, 628, 832, 838, 871 Мартынов И.Л. 616 Мартынов Л.Н. 668 Мартышкин А.А. 193 Марычев П.М. 65 Маслов Д.А. 194 Мастеров Д.В. 19, 67, 72 Матецкий А.В. 312, 328 Махиборода М.А. 387 Махов И.С. 601, 895 Мацукатова А.Н. 750 Машин А.И. 677, 778 Машинский К.В. 752, 891 Мельников А.С. 74, 80 Меньшиков Р.В. 603, 764 Милёхин А.Г. 754 Милёхин И.А. 754 Милюкова Е.Т. 259, 346 Миляев М.А. 166, 196 Минаев И.И. 662 Минарский А.М. 275 Мингалева А.Е. 452 Минлигареев В.Т. 415, 417 Миннеханов А.А. 220, 750 Минтаиров А.М. 756 Миньков Г.М. 758 Миронов С.В. 78 Миронов А.В. 620, 826 Миронов А.Ю. 873 Миронов В.Л. 152, 245, 314, 329 Митрофанов М.И. 568 Михайленко М.С. 371, 375, 403, 421, 425, 427, 464 Михайлов А.В. 726, 760

Том 2

Михайлов А.Л. 780 Михайлов А.Н. 875 Михайлов Д.А. 568 Михайлов Н.Н. 593, 597, 603, 612, 632, 648, 704, 758, 762, 764, 782, 815, 817, 879, 883, 887.889 Михайлова А.М. 766 Михайлова Т.В. 259, 346 Михалевский В.А. 595 Михалюк А.Н. 295, 297, 306, 328 Мишин А.В. 710, 712, 768 Мишина Е.Д. 140 Моисеев К.М. 99 Моисеев П.П. 415, 417 Моисеенко И.М. 891, 770 Мокеев А.С. 925 Молодцов С.Л. 322 Молодцова Е.Л. 867 Моргун Л.А. 917 Морозов М.Ю. 772, 891 Морозов С.В. 548, 562, 568, 597, 648, 671, 704, 748, 782, 815, 817, 887, 889 Морозова А.С. 316 Морозова Е.А. 798 Морозова Е.Е. 572, 929 Морозовска А. 273 Москвин А.С. 69, 83 Москотин М.В. 840 Мохов Д.В. 389 Мохов Е.Н. 591 Мудрый А.В. 614, 687 Муравьев В.М. 556 Муравьев В.М. 842 Мурзина Т.В. 198 Мурсалимов Д.Ф. 760 Муртазаев А.К. 242 Мыльников Д.А. 774, 846

#### H

Нагаев К.Э. 776 Нагалюк С.С. 591 Нагирная Д. 89 Насибулин А.Г. 593 Наумова Л.И. 166, 196 Наумова О.В. 683 Небогатиков М.С. 350 Небогин С.А. 172 Небольсин В.А. 836 Неверов В.Н. 624, 626 Негров Д.В. 344 Недвига А.С. 259, 346 Нежданов А.В. 126, 150, 214, 587, 589, 630, 668, 677, 722, 778, 811, 875, 877 Некипелов С.В. 429, 450, 452 Некоркин С.М. 574, 780, 915, 834

Ненашев А.В. 800, 850 Несмелов С.Н. 603 Нечай А.Н. 379, 393, 401, 421, 431 Никируй К.Э. 220 Никитенко Ю.В. 179 Никитов С.А. 206, 208, 222, 230 Никифоров А.И. 669 Николаев С.Н. 660, 662 Николаев И.Д. 782 Николаев К.В. 449 Николаев С.Н. 220, 714, 784, 786 Николенко А.Д. 377, 468 Николичев Д.Е. 668, 875 Никольская А.А. 875 Никулин Ю.В. 200, 202, 236 Новиков А.В. 554, 572, 574, 652, 658, 697, 736, 788, 850, 860, 862, 864, 929 Новиков А.С. 277, 893 Новиков В.Б. 198 Новиков И.И. 568 Носач Е.В. 433 Нургазизов Н.И. 130, 132, 318 Нусинов А.А. 415, 417

#### 0

Оболенская Е.С. 691, 813 Оболенский С.В. 583, 608, 679, 691, 790, 813, 869, 925 Образцов А.Н. 738 Объедков А.М. 287, 450, 452 Овсянников Г.А. 56, 204, 257 Овчаренко С.В. 140 Овчинников А.С. 164 Оганнисян Р. 85 Одинцов С.А. 206, 208 Ожогина Л.В. 836 Озерин С.А. 300 Онищенко Е.Е. 552, 714, 784, 786 Орехова К.Н. 304 Орлов В.А. 210, 212 Орлова И.Н. 210, 212 Орлова Н.Н. 792 Орлова Т.А. 585 Осипов В.Ю. 919 Осипов Е.В. 616 Османов С.В. 259, 346 Осотова О.И. 298 Охапкин А.И. 560, 732, 734, 794, 927

## Π

Павельев Д.Г. 691 Павлов А.Ю. 897 Павлов Д.А. 251, 864 Павлов Н.В. 796 Павлов С.А. 19, 67,72 Павлова Т.В. 320 Павловский В.В. 897 Падалица А.А. 606, 832, 871 Палашов О.В. 403 Паневин В.Ю. 601 Панина Л.В. 178 Панков М.А. 595 Панкратов А.Л. 30 Панов Ю.Д. 58, 69, 83, 112 Панфилов А.С. 899 Парафин А.Е. 19, 67, 72, 126, 150, 214 Патраков Е.И. 196 Патрин Г.С. 210 Пахомов Г.Л. 844 Пашенькин И.Ю. 91, 198, 329 Пашин Д.С. 71 Пашкеев Д.А. 622 Пащин Н.С. 867 Пелегова Е.В. 352, 348 Пензяков Г.А. 38 Перваков К.С. 36 Перекалов А.А. 379, 393, 401, 421, 431 Перетокин А.В. 850, 860, 862 Перов А.А. 798 Перцов А.А. 377, 415, 417, 419 Пестов А.Е. 366, 373, 375, 379, 383, 385, 403, 405, 419, 421, 425, 427, 458, 464, 466 Пестов Е.Е. 72 Петржик А.М. 56 Петров М.И. 860 Петров О.А. 240 Петрова О.В. 429, 450, 452 Петруша С.В. 879 Петрушков М.О. 800 Петухова О.Е. 101 Пикунов П.В. 798 Пиманов Д.А. 30 Пименов Н.Ю. 802 Пирогов Е.В. 389 Питиримова Е.А. 150 Пихтин Н.А. 568, 570, 606 Планкина С.М. 214, 834 Пластовец В.Д. 74, 80 Платонов В.И. 654 Плашиннов К.С. 337 Плешков Р.С. 379, 381, 383, 385, 411, 421, 435 Плиговка А.Н. 685, 804 Подгорных С.М. 626 Подоскин А.А. 570 Позняк А.А. 685, 804 Полищук О.В. 806, 891 Полковников В.Н. 366, 383, 385, 397, 419, 421, 435, 437, 454, 464 Поляков В.В. 281 Полякова М.И. 76

Пономарев Д.С. 897 Попов А.А. 666 Попов В.В. 752, 770, 772, 806, 891 Попов В.Г. 808, 809 Попов М.Р. 101 Потехин А.А. 813 Поторочин Д.В. 322 Преображенский В.В. 800 Преображенский В.Л. 140 Преображенский Е.И. 811 Притоцкий Е.М. 595 Приходько К.Е. 44, 46, 324 Проглядо В.В. 166, 191, 261 Прокопенко В.С. 212 Протопопов Д.Е. 903 Пручкина А.А. 552 Пугачев М.В. 544 Пузанов А.С. 608, 679, 813, 869 Пунегов В.И. 439 Путилов А.В. 78 Путято М.А. 800 Пушкарев С.С. 566 Пьянзина Е.С. 124

## Р

Рабчинский М.К. 322 Рагозин Е.Н. 433, 468 Радищев Д.Б. 732, 734 Радюш Ю.В. 614 Разова А.А. 704, 815, 817, 887 Разумовский М.В. 93 Райченок Т.Ф. 616 Рева А.А. 375, 415, 417 Ревин А.А. 766 Ревин М.В. 583 Резник А.Н. 326 Резник Р.Р. 693, 820, 858 Рейш С.П. 273 Ремесник В.Г. 762 Репин А.Ю. 415, 417 Репченко Ю.Л. 370 Реунов Д.Г. 401, 421, 441 Речкунов С.Н. 903 Рогачев А.В. 370 Родин С.Н. 585 Родионов Д.А. 822 Родионова В.В. 178 Родичев Д. 85 Родякина Е.Е. 754, 788, 850 Роженцов И.А. 893 Розанов Н.Н. 558 Романенко Д.В. 193 Романов Д.Н. 724 Романова О.Б. 216 Ростовщикова Т.Н. 289 Рудаков К.И. 54 Рудаков С.Д. 925 Руденко М.В. 614 Руденко Р.Ю. 212

Рудин С.А. 850 Руднев А.В. 780 Рудык Н.Н. 824 Ружицкий В. 85 Руковишников А.И. 150 Румянцев В.В. 548, 597, 648, 704, 782, 815, 817, 883, 887 Русецкий В.С. 620, 826 Русских И.В. 318 Рут О.Э. 758 Рыбкин А.Г. 218, 828 Рыбкина А.А. 218, 828 Рыков А.В. 574, 830, 834, 864 Рыльков В.В. 220, 750 Рышков Н.С. 792 Рябова Л.И. 612 Рябоштан Ю.Л. 606, 838 Рязанов В.В. 38, 40

#### С

Сабитов Д.Р. 832, 838, 871 Савельев А.П. 626 Савельев В.В. 901 Савенко О.В. 724 Савин К.А. 784, 786 Садовников А.В. 142, 144, 146, 148, 174, 193, 206, 208, 222, 224, 255, 256 Садчиков Ю.В. 318 Саламатов Ю.А. 226 Салащенко Н.Н. 379, 383, 385, 393, 401, 407, 421, 431, 437, 441, 456, 458 Самарцев И.В. 640, 780, 830, 834 Самосват Д.М. 919 Самохвалов А.В. 80 Сапожников М.В. 224, 228, 251, 314 Сапожников С.М. 832 Саранин А.А. 295, 297, 306, 312, 328 Сарвадий С.Ю. 289, 291 Сатанин А.М. 26, 82 Сафина В.А. 272 Сафонов С.С. 230 Сафронов А.П. 185 Сахаров А.В. 689 Сахаров В.К. 138, 162, 236 Сахоненков С.С. 381, 411, 443, 445, 447, 460 Свайкат Н. 836 Свалов А.В. 232, 234 Светогоров В.Н. 606, 838 Свечников М.В. 373, 383, 385, 435, 449, 454, 466 Свинцов Д.А. 562, 774, 840, 846, 848 Седова И.В. 601 Селезнёв А.Ф. 710

Селезнев М.Е. 200, 236 Селищев С.В. 52 Семенов А.В. 23, 76 Семенов Н.Д. 556, 842 Семёнов Н.М. 287 Семёновых Е.С. 608 Семиков Д.А. 844 Семкин В.А. 774, 846 Семук Е.Ю. 346 Сергеев А.С. 576, 618 Сергеева Е.А. 854 Сивков А.В. 450 Сивков В.Н. 429, 450, 452 Сивков Д.В. 429, 452, 450 Сидоренко К.В. 587, 589, 668 Сидоров Г.Ю. 603 Сизов В.Е. 240 Силкин В.В. 848 Симаков В.А. 570, 832 Симонов Н.О. 48 Синицын В.Е. 164 Ситников А.В. 220 Скандаков Р.Н. 429, 452 Скороходов Е.В. 67, 228, 314, 329, 697, 736, 929 Скрябина О.В. 85 Слабов В. 272 Слаутин Б.Н. 331 Слипченко С.О. 568, 570, 606 Слуцкий В.Г. 289 Слышкин А.В. 297 Смагина Ж.В. 687, 850 Смертин Р.М. 379, 397, 454 Сметанина К.Е. 287 Смирнов А.Н. 730 Смирнов В.А. 333, 852 Смирнов Д. 917 Смирнов И.Ю. 646 Соболь А.Г. 272 Соколовская О.И. 854 Соколовский Г.С. 568 Сокура Л.А. 856 Соловьев В.А. 646 Соловьев И.И. 26, 85 Солодовник М.С. 650, 664, 911 Соломонов А.В. 411 Сорокин С.В. 601 Сошников И.П. 693, 858 Спевак Е.Л. 83 Спиридонов М.В. 344 Станкевич К.Л. 204, 257 Степанов И.А. 99 Степанов С.В. 238 Степанова Е.А. 232, 234 Степихова М.В. 614, 652, 850, 860, 862 Степушкин М.В. 240 Стогний А.И. 222, 230 Столяров В.С. 40, 85 Столяров Л.В. 44

Ступак М.Ф. 632 Супрун С.П. 867, 873 Сухаревич Д.А. 333 Сухоруков А.В. 658 Сушков А.А. 864

#### Т

Тааев Т.А. 242 Таланов Ю.И. 36, 87 Талдёнков А.Н. 220 Тарасенко С.А. 582, 866 Тарасов А.В. 218, 828 Тарасов А.С. 764, 867, 873 Тарасов М. 89 Тарасова Е.А. 608, 813, 869 Тарелкин С.А. 809 Тартаковский И.И. 746 Татарский Д.А. 243, 245, 251, 287, 329 Телегин К.Ю. 832, 871 Тележников А.В. 681 Телышев Д.В. 52 Темирязев А.Г. 174, 240, 247, 335 Темирязева М.П. 174, 240, 247 Терещенко О.Е. 620, 695, 700, 764, 826, 867, 873 Терпицкий А.Н. 693 Тертышник А.Д. 844 Тетельбаум Д.И. 875 Тимонина А.В. 108, 792 Тимощук К.И. 342 Титков С.В. 354 Титова А.М. 877 Титова Е.И. 774, 846 Титова Н.А. 23 Тиходеев С.Г. 652 Тихомиров С.А. 616 Тихонов Е.С. 593, 879 Товарнов Д.А. 395 Тогушова Ю.Н. 60 Тойкка А.С. 881 Токарев В.А. 915 Токунов Ю.М. 466 Томинов Р.В. 852 Торопов А.И. 642 Торопов М.Н. 366, 419, 421, 441, 456, 458, 464, 466 Травкин В.В. 844 Трифонов А.В. 760 Трубина С.В. 546 Трусов Л.А. 272 Трушин В.Н. 391, 666, 875, 877 Тупчая А.Ю. 295, 297, 306, 328 Туруткин К.В. 624 Турыгин А.П. 352, 337

## У

Уаман Светикова Т.А. 704, 782, 883 Убыйвовк Е.В. 587, 589 Угрюмов И.С. 852 Удалов О.Г. 249, 228 Удод Л.В. 216 Ужаков И.Н. 603, 762, 764 Уласевич Б.А. 379 Улин Н.В. 322 Улитко В.А. 112 Ульянов А.С. 415, 417 Усанов Д.А. 677, 778 Усманов И.И. 786 Усов Ю.В. 251 Уставщиков С.С. 91 Устинов А.В. 40 Устинов В.В. 166, 191, 196 Уткин Д.Е. 885 Уточкин В.В. 597, 648, 887, 889 Ушаков В.В. 552 Ушаков Д.В. 562, 564, 566, 748, 889, 897

#### Φ

Фадеев М.А. 597, 887, 889 Фатеев Д.В. 752, 770, 772, 806, 891 Фатеева Е.С. 460 Фахретдинов М.И. 164 Федоренко А.А. 259, 346 Федоров А.С. 230 Федоров Г.Е. 840 Федосенко Е.В. 764, 867 Федотов А.А. 824 Федулов Ф.А. 253 Фетисов Л.Ю. 253 Фетисов Ю.К. 253 Фефелов А.Г. 583 Фефелова Е.Л. 583 Филатов Д.О. 277, 877, 893 Филатов Е.В. 746 Филатова Е.О. 411, 413, 443, 445, 447, 460, 462, 381 Филимонов Ю.А. 162, 200, 202, 236, 138 Филиппенко Л.В. 21, 95, 104, 110 Филиппов Н.А. 399 Фильнов С.О. 828 Фирсов Д.А. 601, 895 Фомин Л.А. 136, 339 Фоминов Я.В. 93 Фоминский М.Ю. 95 Фомичёв Е. 273 Форш П.А. 622 Фраерман А.А. 152, 183, 314

#### Х

Хабибуллин Р.А. 564, 566, 748, 889, 897 Хазанова С.В. 587, 589, 869, 899, 901 Хайдуков Ю.Н. 191, 261 Халисов М.М. 342 Хан Ф.В. 21, 97 Харин Н.Ю. 601 Харитонов В.А. 300 Хивинцев Ю.В. 162, 200, 202, 236 Хизриев К.Ш. 242 Холкин А.Л. 267, 272, 273 Холов П.А. 616 Хомицкий Д.В. 126, 160 Хорошилов В.С. 903 Хорошко Л.С. 128 Хохлов Д.Р. 612 Храпай В.С. 23, 593, 879 Храпова Е.К. 342 Хрыкин О.И. 794 Хубежов С.А. 824 Худченко А.В. 97 Хутиева А.В. 255, 256 Хыдырова С.Ю. 99

#### Ц

Царьков И.М. 28 Цацульников А.Ф. 689 Цветков Д.М. 371 Цуриков Д.Е. 905 Цыбин Н.Н. 397, 405, 407, 419, 409 Цыпленков В.В. 580, 766, 907 Цырлин Г.Э. 693, 820, 858

### Ч

Чайка А.Н. 322 Чайкин И. 78 Чалдышев В.В. 689, 706 Чалков В.Ю. 864, 877 Чареев Д.А. 87 Чарикова Т.Б. 101 Чашин Д.В. 253 Чезганов Д.С. 273 Чекушкин А.М. 21, 95, 97, 104 Ченцов С.И. 552, 714 Червинский В.И. 377 Черкова С.Г. 687 Черненко А.В. 909 Черненко Н.Е. 650, 664, 911 Чернов В.А. 383 Чернов М.Ю. 646 Черноглазов К.Ю. 220, 750 Чернозатонский Л.А. 638, 913 Чернопицский М.А. 622, 784, 786 Чернышев А.К. 373, 375, 403, 425, 427, 458, 464 Чигарев С.Г. 136 Чигинев А.В. 30 Чигинева А.Б. 780, 915 Чигиринский Ю.И. 875 Чиненков М.Ю. 654

Чирков В.В. 132, 318 Чистяков А.А. 616 Чистяков Д.В. 568 Чуйкин О.А. 42 Чукеев М.А. 578 Чукланов А.П. 130, 132, 318 Чумаков Н.К. 917 Чуприк А.А. 344 Чупрунов Е.В. 391 Чурин С.А. 106 Чхало Н.И. 366, 373, 375, 379. 381, 383, 385, 393, 397, 401. 403, 405, 407, 409, 411, 419, 421, 423, 425, 427, 431, 435, 437, 441, 449, 454, 456, 458, 464,466

## Ш

Шабанов С.Ю. 917 Шабрин А.Д. 622 Шадрин А.В. 56 Шайблер Г.Э. 903 Шайхулов Т.А. 204, 257 Шалеев М.В. 736, 860 Шамес А.И. 919 Шамирзаев Т.С. 921, 923 Шаповал Р.М. 146 Шапошников А.Н. 259, 346 Шарков А.И. 702 Шаров В.А. 389 Шастин В.Н. 580, 766, 907

К Kashiwaya S. 933

## Y

Yano R. 933

### Б

Бакурский С.В. 936, 938

### Г

Голубов А.А. 933, 938

Шатохин А.Н. 433, 468 Шашкин В.И. 732, 734 Швецов О.О. 108 Шевлюга В.М. 320 Шевченко М.С. 21 Шейков Ю.В. 780 Шелушинина Н.Г. 101, 624, 626 Шенгуров В.Г. 830, 864, 877 Шенгуров Д.В. 572, 788, 862, 929 Шенина М.Е. 893 Шерстякова В.Н. 867 Шерешевский И.А. 34 Шерстобитов А.А. 758 Шестаков В.А. 60 Шешукова С.Е. 146, 256 Шикин А.М. 218, 828 Шиховцов И.А. 852 Шишкин А.Г. 85 Шишкина Е.В. 348, 350 Шкляев А.А. 885 Шмаков В.А. 204 Шоболов Е.Л. 925 Шоболова Т.А. 925 Шовкун Л.В. 879 Шуб Б.Р. 289, 291, 300 Шугаров А.С. 377 Шур В.Я. 130, 132, 267, 272, 273, 293, 331, 337, 348, 350, 352 Шушунов А.Н. 587, 589

#### Дополнительные материалы

#### К

Клёнов Н.В. 936, 938 Клименко А.А. 938 Кудряшов А.В. 933 Куприянов М.Ю. 936, 938

## Н

Напольский К.С. 938

### р

Родичев Д.Ю. 938, 936 Ружицкий В.И. 936 Рязанов В.В. 938

## Щ

Щаврук Н.В. 748, 897 Щербинин С.В. 185

## Ю

Юлин П.В. 348 Южаков В.В. 350 Юнин П.А. 174, 375, 574, 697, 736, 794, 830, 927 Юрасов Д.В. 572, 574, 652, 658, 788, 862, 864, 929 Юсупов А.Р. 310 Юсупов Р.А. 110

## Я

Яблонский А.Н. 554, 572, 614, 697, 788, 862, 929 Явсин Д.А. 289 Яковлев А.А. 295, 297 Яковлев Д.Р. 921, 923 Яковлева В.В. 354, В.В. 591 Якунин М.В. 624, 626 Якунин С.Н. 370 Якунина Е.М. 261 Якушев М.В. 603 Яминский И.В. 279 Янушкевич К.И. 216 Яроцкая И.В. 606 Ясинская Д.Н. 112

С

Сидоренко А.С. 936 Скрябина О.В. 938 Соловьёв И.И. 936, 938 Столяров В.С. 933, 936, 938

### Ш

Шишкин А.Г. 938

# НАНОФИЗИКА И НАНОЭЛЕКТРОНИКА

## Материалы XXV Международного симпозиума

Нижний Новгород, 9-12 марта 2021 г.

Том 2: секция 3

В авторской редакции

Институт физики микроструктур РАН 603950, Нижний Новгород, ГСП-105, Россия Тел.: (831) 4179482 +262, (831) 4179476+520, факс: (831) 4179464 e-mail: symp@nanosymp.ru, Internet: nanosymp.ru

Формат 60×90 1/8. Гарнитура «Times». Усл. печ. л. 54,6. Заказ № 44.

Подготовка электронной версии: О.И. Гайкович, М.Л. Тимошенко, В.В. Шеина

Отдел дизайна РИУ ННГУ им. Н.И. Лобачевского 603000, г. Нижний Новгород, ул. Б. Покровская, 37 Тел. (831) 433-83-25