

НАНОФИЗИКА 🌱 🌮 И НАНОЭЛЕКТРОНИКА



15 – 19 марта 2010 г., Нижний Новгород

Том 2

Нижний Новгород 2010

Сопредседатели Симпозиума

- С.В. Гапонов, академик РАН, ИФМ РАН
- З.Ф. Красильник, д.ф.-м.н., ИФМ РАН

Программный комитет

- А.Л. Асеев, академик РАН, ИФП СО РАН, Новосибирск
- В.А. Бушуев, д.ф.-м.н., МГУ, Москва
- В.А. Быков, д.ф.-м.н., ЗАО «НТ-МДТ», Москва
- В.И. Гавриленко, д.ф.-м.н., ИФМ РАН, Н. Новгород
- К.Н. Ельцов, д.ф.-м.н., ИОФ им. А.М. Прохорова РАН, Москва
- С.В. Иванов, д.ф.-м.н., ФТИ им. А.Ф. Иоффе РАН, С.-Петербург
- В.В. Кведер, чл.-корр. РАН, ИФТТ РАН, Черноголовка
- М.В. Ковальчук, чл.-корр. РАН, ИК РАН, Москва
- А.С. Мельников, д.ф.-м.н., ИФМ РАН, Н. Новгород
- В.Л. Миронов, к.ф.-м.н., ИФМ РАН, Н. Новгород
- В.В. Рязанов, д.ф.-м.н., ИФТТ РАН, Черноголовка
- Д.В. Рощупкин, д.ф.-м.н., ИПТМ РАН, Черноголовка
- Н.Н. Салащенко, чл.-корр. РАН, ИФМ РАН, Н. Новгород
- М.В. Сапожников, к.ф.-м.н., ИФМ РАН, Н.Новгород, уч. секретарь Симпозиума
- А.А. Саранин, чл.-корр. РАН, ИАПУ ДВО РАН, Владивосток
- А.А. Снигирев, к.ф.-м.н., ESRF, Франция
- Р.А. Сурис, академик РАН, ФТИ им. А.Ф. Иоффе РАН, С.-Петербург
- В.Б. Тимофеев, академик РАН, ИФТТ РАН, Черноголовка
- В.В. Устинов, академик РАН, ИФМ УрО АН, Екатеринбург
- А.А. Фраерман, д.ф.-м.н., ИФМ РАН, Н. Новгород
- Е.В. Чупрунов, д.ф.-м.н., ННГУ им. Н. И. Лобачевского, Н. Новгород

Организационный комитет

- Б.А. Грибков, к.ф.-м.н., ИФМ РАН, Н. Новгород
- А.И. Кузьмичев, ИФМ РАН, Н. Новгород
- С.А. Малофеев, ИФМ РАН, Н. Новгород
- Р.С. Малофеев, ИФМ РАН, Н. Новгород
- А.С. Мельников, д.ф.-м.н., ИФМ РАН, Н. Новгород
- В.Л. Миронов, к.ф.-м.н., ИФМ РАН, Н. Новгород
- Е.С. Мотова, ИФМ РАН, Н. Новгород
- Н.Н. Салащенко, чл.-корр. РАН, ИФМ РАН, Н. Новгород
- А.А. Фраерман, д.ф.-м.н., ИФМ РАН, Н. Новгород
- Н.И. Чхало, к.ф.-м.н., ИФМ РАН, Н. Новгород

Институт физики микроструктур РАН 603950, Нижний Новгород, ГСП-105, Россия Тел.: (831)4385120, (831)4385226+257, факс: (831)4385553, e-mail: symp@ipm.sci-nnov.ru

Симпозиум проводится при поддержке







Российской академии наук http://ras.ru/

Российского фонда фундаментальных исследований http://www.rfbr.ru

Нижегородского государственного университета им. Н. И. Лобачевского http://www.unn.ru





Приборостроение для НаноТехнологии

['-M|

Международного научно технического центра http://www.istc.ru



Российской корпорации нанотехнологий http://www.rosnano.ru/Home.aspx



Фонда некоммерческих программ «Династия» http://www.dynastyfdn.com



Omicron NanoTechnology GmbH http://www.omicron.com

INTERTECH Corporation

INTERTECH Corporation http://www.intertech-corp.ru





ООО «РТИ, Криомагнитные системы» http://cryo.ru

ЗАО «Научное и технологическое

ООО «Брукер» http://bruker.ru

оборудование»

http://www.semiteq.ru





Newport Corporation http://www.newport.com



Техноинфо Лтд. http://www.technoinfo.ru





Solutions for a nanoscale world."

ООО «ОПТЭК» http://www.optec.zeiss.ru



Institute of Electrical and Electronics Engineers http://ieee.org

Амплитудная спектроскопия многоуровневых квантовых систем

M.B. Денисенко¹, A.M. Сатанин¹, S. Ashhab², F. Nori²

¹ Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского, пр. Гагарина, 23, Н.Новгород.

²Advanced Science Institute, The Institute of Physical and Chemical Research (RIKEN), Wako-shi, Saitama, Japan.

e-mail: sarkady@mail.ru

В последние годы активно развиваются спектроскопические исследования искусственных квантовых объектов: квантовых ям, точек, нитей, джозефсоновских переходов и др. Как известно, в спектрах таких систем расстояние между энергетическими уровнями может быть существенно меньше атомных. В данной работе обсуждается амплитудная спектроскопия джозефсоновских атомов - сверхпроводящих контуров со слабой связью, имеющих размеры порядка сотен нанометров. Такие переходы являются перспективными кандидатами на роль квантовых логических элементов - кубитов. Спектроскопические исследования кубитов проводятся при температурах ~ милликельвин в СВЧ и миллиметровом диапазонах; в этой же спектральной области располагаются линии джозефсоновских переходов.

В этой связи большой интерес вызвала разработка амплитудной спектроскопии [1], в основное которой лежит методика получения информации о спектре путем «развертки» функции отклика по амплитуде сигнала. Этот метод применим к системам с пересекающимися энергетическими уровнями, между которыми могут быть осуществлены переходы путем изменения внешних параметров. Частота такого амплитудного поля может быть на несколько порядков ниже, чем расстояние между уровнями. Главное достоинство данной спектроскопии состоит в том, что система исследуется в широких диапазонах изменения амплитуды. При этом в сильных переменных полях имеют место переходы между уровнями, обусловленные многофотонными процессами.

В качестве многоуровневой квантовой системы рассматриваются два связанных джозефсоновских контура – два кубита [2]. Полагаем, что магнитными потоками, пронизывающими контуры, можно управлять, и будем рассматривать их зависящими от времени. Гамильтониан такой системы имеет вид

$$\overline{H} = -\frac{1}{2} \begin{pmatrix} \epsilon_1 + \epsilon_2 + J & \Delta_2 & \Delta_1 & 0 \\ \Delta_2 & \epsilon_1 - \epsilon_2 - J & 0 & \Delta_1 \\ \Delta_1 & 0 & -\epsilon_1 + \epsilon_2 - J & \Delta_2 \\ 0 & \Delta_1 & \Delta_2 & -(\epsilon_1 + \epsilon_2) + J \end{pmatrix},$$
(1)

где \in_i – энергия смещения *i*-го кубита, Δ_i – туннельные константы (*i* = 1, 2), *J* – энергия связи кубитов. Ферромагнитное и антиферромагнитное взаимодействие кубитов характеризуется величиной $\pm |J|$. Нетрудно найти спектр ($H | \alpha_j >= A_j | \alpha_j >$, где *j* = 1, ..., 4) гамильтонианом (1), который представлен на рис. 1.

Рассмотрим теперь случай, когда параметры $\in_{1,2}$ зависят от времени:

Если амплитуда поля мала, а частота внешнего поля близка к расстоянию между уровнями, то можно использовать резонансное приближение, которое позволяет ввести не зависящий от времени эффективный гамильтониан. Если на один кубит воздействует переменное поле, то аналитический расчет [3] в данном приближении показал, что захват в резонанс и «нутация» происходит на частоте $\Omega = \Delta |J_n(A/\omega)|$, здесь $J_n(x) - функция Бес$ селя. Для связанных кубитов – четырехуровневойквантовой системы (см. рис. 1) – также были получены резонансные условия:

$$\in_0^1 \pm J + n\omega \approx 0, \quad \in_0^2 \pm J + n\omega \approx 0.$$
(3)



Рис. 1. Зависимость собственных значений матрицы (1) от параметра \in_0 при $\Delta_2 = 1, 2\Delta_1, \in_2 = 1, 5 \in_1, J=1$ ГГц.

Как видно из (3), резонансные условия зависят от параметра взаимодействия *J*. Ниже будет показано, что это приводит к появлению дополнительных пиков в интерференционной картине для вероятностей переходов.

Следует отметить, что полученные условия справедливы в резонансном приближении и не могут описывать динамику системы при произвольной амплитуде. Чтобы выйти за рамки данного приближения, обратимся к численному решению уравнения Шредингера. Для получения результатов было использовано квазиэнергетическое представление.

Произвольный периодический гамильтониан

$$H(t) = H(t+T) \tag{4}$$

коммутирует с оператором трансляции по времени. Поэтому собственные функции (4) – функции Флоке – обладают свойством

$$|\Psi_{k}(t) > = |\Phi_{k}(t) > e^{-i\mathcal{E}_{k}l}, |\Phi_{k}(t+T) > = |\Phi_{k}(t) >, (5)$$

где $|\Phi_{k}(t) >$ являются решением уравнения

$$(\hat{H}(t) - i\frac{\partial}{\partial t}) | \Phi_k(t) \rangle = \varepsilon_k | \Phi_k(t) \rangle, \tag{6}$$

а действительные параметры ε_k называются квазиэнергиями [5] (k - квантовое число, определяющее квазиэнергию). Параметры ε_k находятся из решения уравнения

$$\overline{U}(T) \mid \Phi_k(0) \rangle = e^{-i\mathcal{E}_k T} \mid \Phi_k(0) \rangle, \qquad (7)$$

где $U(T) = \mathcal{P} \exp(-i \int_0^T \hat{H}(t) dt)$, и \mathcal{P} – оператор

хронологического упорядочения. Значение функций $|\Phi_k(t)>$ в любой момент времени получается из уравнения (6). Проецируя функции на базисные состояния системы, получим вероятность перехода между стационарными уровнями системы без внешнего поля (A = 0). С учётом усреднения по начальной фазе φ_0 [4] соответствующих сигналов (2) вероятность перехода равна:

$$P(t)_{\alpha_i \to \alpha_j} = \sum_{k} \left| < \alpha_j \mid \Phi_k(t) > \right|^2 \left| < \Phi_k(t) \mid \alpha_i > \right|^2, \quad (8)$$

где α_i и α_j – соответствующие номера стационарных уровней (см. рис. 1).

Вероятность перехода (8) периодична; она может быть разложена по гармоникам и усреднена по периоду переменного поля:

$$\overline{P}_{\alpha_i \to \alpha_j} = \sum_{n=-\infty}^{\infty} P_{\alpha_i \to \alpha_j}^{(n)},$$

$$P_{\alpha_i \to \alpha_j}^{(n)} = \sum_k \left| < \alpha_j \mid \Phi_k^{(n)} > < \Phi_k^{(n)} \mid \alpha_i > \right|^2, \qquad (9)$$

$$\left| \Phi_k^{(n)} \right\rangle = \frac{1}{T} \int_0^T e^{in\omega t} \left| \Phi_k(t) \right\rangle dt,$$

где $|\Phi_k^{(n)}\rangle$ — фурье-компонента квазиэнергетической функции.

Приведем результаты численного моделирования поведения связанных кубитов в сильном переменном поле. При выбранных параметрах системы учитывалась 41 гармоника в (9), чтобы



Рис. 2. Зависимости изменения квазиэнергетических уровней (*a*) и вероятностей переходов (*б*) от амплитуды внешнего поля ($A_1 = A_2 \equiv A$), где кривая *I* соответствует переходу $|\alpha_1 \rangle \rightarrow |\alpha_2 \rangle$, $2 - |\alpha_1 \rangle \rightarrow |\alpha_3 \rangle$, $3 - |\alpha_1 \rangle \rightarrow |\alpha_4 \rangle$. Параметры системы: $\Delta_1 = 0.75 \ \Gamma \Gamma \mu$, $\Delta_2 = 0.5 \ \Gamma \Gamma \mu$, $\omega = 1 \ \Gamma \Gamma \mu$, $\epsilon_0^1 = 2 \ \Gamma \Gamma \mu$, $\epsilon_0^2 = 3 \ \Gamma \Gamma \mu$, $J = -0.1 \ \Gamma \Gamma \mu$.

получить выражение для амплитуды с точностью ~ 10^{-4} . Переходы между основным состоянием $|\alpha_1 >$ и возбужденными состояниями кубитов $|\alpha_j > (j = 2, 3, 4)$ приведены на рис. 2, δ .

Квазиэнергетическое преставление дает точные промежуточные состояния системы в переменном поле произвольной амплитуды и позволяет выявить особенности резонансных переходов. Из рис. 2, *а* можно заметить, что система в основном эволюционирует адиабатически, кроме как в непосредственной близости от квазипересекающихся уровней, где наблюдаются квантово-когерентные переходы Ландау – Зинера.



Рис. 3. Распределение вероятности перехода $|\alpha_1 \rangle \rightarrow |\alpha_2 \rangle$ как функция амплитуды внешнего поля (*A*) и энергии смещения (\in_0). Параметры системы: $\Delta_1 = \Delta_2 = 0.5 \ \Gamma \Gamma \mu$, $\in_0^1 = \in_0^2 = 1 \ \Gamma \Gamma \mu$, $J = -0.5 \ \Gamma \Gamma \Pi$, $\omega = 1 \ \Gamma \Gamma \Pi$.

На интерференционной картине (рис. 3) можно наблюдать области выполнения многофотонных резонансных условий (3), то есть переходы Ландау – Зинера, которым соответствуют темные пики на Рис. 3. Взаимодействие между кубитами, как и ожидалось, привело к расщеплению резонансных «пиков» и их сдвигу, что позволяет извлечь информацию о параметре взаимодействия кубитов J.

Таким образом, в данной работе было изучено влияние сильного электромагнитного поля на многоуровневые квантовые системы (кубиты). В квазиэнергетическом представлении были вычислены вероятности переходов в системе, с учетом усреднения по начальной фазе (что эквивалентно в эксперименте учету флуктуаций длительности подаваемых импульсов). Разработанная численная методика позволяет исследовать любые многоуровневые квантовые системы и вычислять вероятность переходов при изменении параметров.

1. Berns D. et al. // Nature, 455, 51 (2008).

2. Izmalkov A. et al. // Phys. Rev. Lett. 93, 037003 (2004).

3. Ashhab S., Zagoskin A.M. et al. // Phys. Rev. A, 75, 063414 (2007).

4. Shirley J.H. // Phys. Rev. 138, B979 (1965).

Свойства графена: избранные результаты

В.А. Волков, И.В. Загороднев, В.В. Еналдиев

ИРЭ им. В.А. Котельникова РАН, 125009, Москва, Моховая, 11, корп. 7. e-mail: VoVA@mail.cplire.ru

Исполнилось 5 лет с момента открытия графена – монослоя графита в свободном состоянии. За эти годы физика обогатилась исследованиями системы 2D-фермионов, обладающих ультрарелятивистским энергетическим спектром. Квантовая динамика таких безмассовых фермионов, часто называемых дираковскими, описывается уравнениями Вейля – Дирака или их двухдолинным обобщением для графена.

В первой части доклада подведены некоторые итоги развития этой области. Выделены два направления: а) новости технологии и б) новые квантовые эффекты в графене. Успехи технологии позволили получить несколькими методами образцы большой площади, что принципиально важно для возможных приложений, а также заметно улучшить качество образцов, что было (и остается, вообще говоря) ахиллесовой пятой графена. Видимо, именно улучшение качества образцов привело к появлению работ, в которых заявлено об открытии дробного квантового эффекта Холла в этом материале. Представлен критический анализ полученных результатов.

Вторая часть доклада посвящена эффектам размерного квантования в графене.

Графен является полуметаллом, поэтому интенсивно обсуждаемые в последнее время перспективы его использования в наноэлектронике связаны с индуцированием запрещенной зоны в графеновых системах за счет размерного квантования квазиимпульса и энергии дираковских электронов. К примеру, наиболее обсуждаемой системой для создания полевого транзистора является графеновая нанополоса (nanoribbon).

Проанализированы особенности поведения дираковских фермионов разного типа в 2D-системе, имеющей конечные латеральные размеры. Особое внимание уделено энергетическому спектру дираковских 2D-электронов в образце, имеющем форму полуплоскости, полосы, квантовой точки и квантовой антиточки.

Для описания размерного квантования необходимо знать поведение эффективной (огибающей) многокомпонентной волновой функции дираковского электрона вблизи латерального края образца. Найден общий класс краевых условий, которые описывают влияние непроницаемого края системы на огибающие функции. Эти условия отличаются от нулевых и накладывают линейную связь на компоненты спинора, составленного из огибающих функций. Проанализированы значения, количество и физический смысл краевых параметров, входящие в граничные условия (ГУ). В пренебрежении междолинным взаимодействием эти условия резко упрощаются и зависят только от одного действительного параметра [1], но в общем случае количество параметров возрастает до трех. Сравниваются два случая: истинный дираковский фермион и псевдодираковский электрон в графене. Результаты коррелируют лишь в пренебрежении междолинным рассеянием на краю графена. В общем виде найдено дисперсионное уравнение для определения спектра краевых состояний (состояний Тамма – Дирака) в полубесконечном образце графена с учетом междолинных процессов, проведен анализ ряда частных решений этого уравнения. Показано, что вблизи линейного края полубесконечной системы локализованы две ветви краевых состояний Тамма – Дирака, и найдена их дисперсия.

В антиточке, имеющей форму дыры в графене, краевые состояния квантуются и образуют серию дискретных квазистационарных состояний, нумеруемых орбитальным квантовым числом *l*. В этом смысле антиточка является квантовой. Этим графен отличается от антиточек в обычных 2D-системах. В графеновой нанополосе с неэквивалентными краями 1D размерные подзоны расщепляются по номеру долины из-за краевого долин-орбитального взаимодействия. Детализируем решение двух задач.

1. Электронный спектр антиточки в графене

Задача состоит в нахождении квантованных краевых состояний в графеновой антиточке радиуса R_0 . В приближении невзаимодействующих долин она сводится к решению уравнения Вейля

$$\tau \boldsymbol{\sigma} \boldsymbol{p} \boldsymbol{\Psi}_{\tau} = \boldsymbol{E}_{\tau} \boldsymbol{\Psi}_{\tau} \tag{1}$$

с ГУ на границе Г:

$$(\psi_{\tau 1} + ia^{\tau} e^{-ia} \psi_{\tau 2})|_{\Gamma} = 0,$$
(2)

где $\Psi_{\tau} = (\psi_{\tau 1}, \psi_{\tau 2})^{T}$ – эффективная однодолинная двухкомпонентная волновая функция электрона в графене, число $\tau = \pm 1$ нумерует долины, $\sigma = (\sigma_{x}, \sigma_{y})$ – матрицы Паули в стандартном представлении, **р** – двумерный оператор импульса, *E* – энергия электрона, *a* – вещественный параметр, характеризующий границу Г [1]. Нормаль к границе задана вектором (соsa, sina). В этом разделе параметр *a* будем для простоты считать постоянным [2].

Исключая ψ_2 из (1), (2) и квадрируя (1), получим краевую задачу для ψ_1 :

 $\mathbf{p}^2 \psi_{\tau l} = E_\tau^2 \psi_{\tau l},$ ($\partial \ln \psi_{\tau l} / \partial r$) | $_{\Gamma} = l/R_0 - \tau E_\tau / a^\tau$, решение которой выражается через функцию Ганкеля: $\psi_{\tau l} = H_l^{(1,2)}(\text{sign } E_\tau E_\tau r) e^{il\varphi}, l = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$ Выбор функции Ганкеля 1-го или 2-го рода зависит от E_τ' : при $\tau = 1$ и $E_\tau' > 0$ (как и в случае $\tau = -1$ и $E_{-1} < 0$) выбираем функцию Ганкеля 1-го рода $H_l^{(1)}$, при $\tau = 1$ и $E_\tau' < 0$ (а также в случае $\tau = -1$ и $E_{\tau} > 0$) - функцию Ганкеля 2-го рода $H_l^{(2)}$. Спектр краевых состояний имеет квазистационарный характер (Im E < 0), что объясняется возможностью (медленного) распада краевых состояний в непрерывный спектр. Детализируем асимптотики спектра. При l=1,2,3... и $0 < \tau a^r << 1/2l$:

 $E_{\tau} = \tau (2a^{\tau} l/R_0 - i2\pi a^{\tau} l(a^{\tau} l)^{2l} / [R_0(l!)^2], \qquad (3)$ при l = 0 и $0 < \tau a^{\tau} <<1$:

 $E_{\tau} = -\tau a^{\tau} / (R_0 \ln z_0) \left[1 - i\pi / (2 \ln (-a^{\tau} / \ln z_0)) \right].$

Здесь z_0 - решение уравнения $z_0 \ln(z_0) = -\tau a^{\tau}$, причем $z_0 \ll 1$. Полученный спектр удовлетворяет в приведенных пределах условию квазистационарности $|E_{\tau}'/E_{\tau}''|\ll 1$, где $E_{\tau} = E_{\tau}' + iE_{\tau}''$, $E_{\tau}'' \ll 0$. Действительная часть спектра (3) при $0 \le a \le 1$ получается из спектра краевых состояний для полубесконечного образца [1] квазиклассическим квантованием азимутальной компоненты $k_l = 2\pi l/2\pi R_0$.

2. Электронный спектр графеновой полосы

Рассмотрим полосу графена шириной d в однодолинном приближении. Считаем, что края полосы имеют разную микроструктуру, т.е. характеризуются различными значениями параметра a, но параметр a на каждой границе будем считать постоянным и равным a_1 (на левой границе) или a_2 (на правой), рис 1, a. Решим уравнение (1) с соответствующими ГУ вида (2) на двух границах полосы. Для решений в виде волн $\Psi \propto \exp(ik_x x + ik_y y)$ получим дисперсионное уравнение:

 $(1 - a_1 \cdot a_2)E + (a_1 - a_2)k_y - (a_1 + a_2)k_x \operatorname{ctg} k_x d = 0, \quad (4)$

причем $E^2 = k_y^2 + k_x^2$. Вещественные k_x отвечают размерному квантованию состояний непрерывного спектра. На рис. 1, *б* представлены две первые размерные подзоны для $a_1 = 0.6$, $a_2 = 0.1$. Для энергии подзон при $k_y = 0$ получим следующее выражение:

 $E_n(k_y = 0) = (1/d) \operatorname{arcctg}[(a_1 a_2 - 1)/(a_1 + a_2)] + \pi n.$

При $|E| < |k_y|$, k_x принимает мнимые значения, что соответствует локализованным у границ состояниям, которые при $k_y \rightarrow \infty$ переходят в обычные краевые состояния. Они обладают дисперсией $E = 2a_1k_y/(1+a_1^2)$ и $E = 2a_2k_y/(1+a_2^2)$ на левом и правом краю соответственно [1]. При малых k_y эти состояния переходят в делокализованные в точках $k_y = (a_1+a_2)/[a_1-a_2\pm(1-a_1a_2)]/d$.

В зависимости от значений параметров a_1 , a_2 полоса может быть как проводником, так и диэлектриком.

В частном случае $a_1=1/a_2=0$ получается известное модельное решение для полосы, вытянутой вдоль направления типа зигзаг [3, 4].

Решения для второй долины можно получить, используя симметрию по отношению к инверсии

времени [1]. Если совместить центры долин в графене, то спектр правой долины получается из спектра левой долины заменой k_y на $-k_y$. Так, на рис. 2 представлен спектр электронов в графене при $a_1=1/a_2=0.15$. Сплошные линии отвечают левой долине, пунктирные – правой. При $k_y = 0$ подзоны от разных долин пересекаются, образуя угловую точку (см. вставку на рис. 2). Это пересечение можно трактовать как результат краевого долин-орбитального взаимодействия, за которое отвечает разность a_1-a_2 . При $a_1 = a_2$ спектры двух долин совпадают.



Рис. 1. Спектр $E(k_y)$ для нанополосы графена при $a_1 = 0.6$, $a_2 = 0.1$. Жирные сплошные кривые отвечают размерноквантованным подзонам. Штрихпунктир соответствует локализованным состояниям. Тонкие линии – асимптоты.



Рис. 2. Спектр $E(k_y)$ для нанополосы графена при $a_1=1/a_2=0.15$. Жирные сплошные кривые отвечают левой долине, пунктирные – правой долине. Центры долин совмещены. Тонкие линии – асимптоты $|E| = |k_y|$.

1. Волков В.А., Загороднев И.В. // ФНТ, **35**, 5 (2009).

2. Volkov V.A., Zagorodnev I.V. // Journal of Physics: Conference Series, **193**, 012113 (2009).

3. Nakada K., Fujita M., Dresselhaus G., Dresselhaus M.S. // Phys. Rev. B, 54, 17954 (1996).

4. Brey L., Fertig H.A. // Phys. Rev. B, 73, 235411 (2006).

Высокочувствительные приемники терагерцового диапазона для космических приложений

Д.Р. Хохлов

¹ Физический факультет Московского государственного университета, Ленинские горы, 1, стр. 2, Москва. e-mail: khokhlov@mig.phys.msu.ru

Современные фотоприемные системы, работающие в терагерцовом диапазоне длин волн, используют в своем составе приемники излучения двух типов.

Первый тип таких фотоприемников - это тепловые приемники излучения, принцип действия которых основан на использовании зависимости тех или иных характеристик рабочего тела от температуры. Падающее излучение разогревает рабочее тело, что приводит к изменению его параметров, которое, в свою очередь, и измеряется регистрирующей схемой. В качестве таких зависящих от температуры параметров используется электросопротивление (болометры различных типов), наведенный дипольный момент (пироэлектрики), давление газа в замкнутой полости (ячейки Голея). Основным достоинством этих приемников является отсутствие спектральной зависимости чувствительности, что позволяет использовать их для реперных измерений аппаратной функции. К недостаткам таких систем относятся относительно низкое быстродействие и малая чувствительность, особенно для неохлаждаемых приемников.

Современные сверхпроводящие болометры имеют исключительно высокую чувствительность. Рабочая точка болометра по температуре устанавливается приблизительно посередине области сверхпроводящего перехода. Материал болометра обычно выбирается таким образом, чтобы обеспечить очень низкую температуру сверхпроводящего перехода – около 100 мК. Это необходимо для увеличения чувствительности прибора, а также для увеличения его быстродействия, поскольку теплоемкость системы оказывается очень низкой. Поскольку температурная зависимость сопротивления болометра в этой температурной области является чрезвычайно резкой, то поглощение даже малого количества квантов излучения приводит к резкому изменению сопротивления. Недостатками таких систем являются быстрая деградация параметров фотоприемника при повышении его температуры и не слишком высокий динамический диапазон. Действительно, температурная зависимость сопротивления сверхпроводника является весьма сильной только в узкой температурной области вблизи перехода, если же сигнал оказывается таким, что температура фотоприемника выходит из области сверхпроводящего перехода, то чувствительность резко падает.

Второй тип фотоприемников – квантовые приемники, реагирующие не на мощность падающего излучения, а на поглощение отдельных световых квантов. В среднем такие приемники излучения обладают большими быстродействием и чувствительностью, чем тепловые. В то же время, в отличие от тепловых фотоприемников, фотоотклик квантовых сильно зависит от длины волны. В зависимости от рабочего спектрального диапазона квантовые приемники излучения также бывают охлаждаемыми и неохлаждаемыми. Как правило, чем выше рабочая длина волны, тем более глубокое охлаждение требуется для соответствующих приемников излучения. Так, для обеспечения чувствительности, превышающей чувствительность тепловых приемников излучения на длинах волн свыше 20 мкм, требуется гелиевое охлаждение.

Большинство современных высокочувствительных фотоприемных систем, работающих в терагерцовом диапазоне, создаются на основе «классических» полупроводниковых материалов германия или кремния, легированных мелкими примесями. Наибольшая величина длины волны, соответствующей красной границе фотоэффекта, для квантового приемника излучения в настоящее время составляет $\lambda_{red}\approx 220$ мкм и наблюдается в одноосно деформированном Ge(Ga). Основным преимуществом германия и кремния по сравнению с другими полупроводниками является прекрасно разработанная технология синтеза, позволяющая получать чрезвычайно совершенные кристаллы с крайне малым количеством неконтролируемых примесей и дефектов роста. В результате, несмотря на малые значения энергии активации примесных уровней, характерная величина удельного сопротивления фотоприемников при низких температурах (1.5-4.2 К), необходимых для обеспечения высокой чувствительности в дальнем инфракрасном диапазоне, очень высока и составляет ~ 10¹⁵ Ом см. Обратной стороной медали является низкая радиационная стойкость материала. В очень чистом полупроводнике жесткое излучение может легко создать такое количество дефектов, которое будет превышать остаточную концентрацию примесей и дефектов, что будет приводить к деградации параметров фотоприемной системы на основе данного полупроводника. Помимо этой, возникает еще одна проблема. Если использовать сильнолегированный германий или кремний, то, поскольку мелкие примесные состояния имеют достаточно большой боровский радиус, происходит переход изолятор – металл, и появляется проводимость по примесной полосе, которая шунтирует сигнал фотопроводимости. Если же рассматривать слаболегированный материал, для которого примесные центры можно считать изолированными, то коэффициент поглощения излучения в области длин волн, соответствующих переходам примесь - зона, будет мал, поэтому для достижения высокой квантовой эффективности необходимо использовать толстые (до 1 см) образцы. Отмеченные выше недостатки частично преодолеваются при использовании структур с блокированной примесной зоной (Blocked Impurity Band – BIB structures). В таких структурах для блокирования проводимости по примесной зоне между фоточувствительной сильнолегированной областью и электродом наносится слой нелегированного полупроводника.

Кроме того, существует большое количество проблем, связанных с созданием высокочувствительных фотоприемных матриц терагерцового диапазона. Если для более коротковолнового инфракрасного диапазона разработаны матрицы 1024 × 1024 элемента с чрезвычайно высокой чувствительностью и однородностью параметров составляющих их элементов, то для терагерцового диапазона создание высокочувствительной фокальной фотоприемной матрицы с большим количеством элементов остается мечтой. В то же время решение задачи быстрой регистрации изображения в терагерцовом диапазоне необходимо для целого ряда важных приложений. В принципе такое изображение можно создать путем сканирования и последовательного считывания элементов изображения одним и тем же элементом, однако данный подход означает существенный проигрыш либо в чувствительности, либо в быстродействии системы.

Уникальные свойства узкозонных полупроводниковых материалов класса IV–VI, легированных элементами третьей группы – индием и галлием, предоставляют весьма перспективную альтернативную возможность для создания высокочувствительных фотоприемных систем терагерцового диапазона.

Основные преимущества предлагаемых материалов и подхода к созданию высокочувствительных матричных фотоприемных систем терагерцового спектрального диапазона сводятся к следующему [1, 2]:

- широкая спектральная область фотоотклика, как минимум, от 1 до 500 мкм;
- внутреннее интегрирование падающего светового потока;
- возможность эффективного быстрого гашения накопленного сигнала;
- СВЧ-стимуляция квантовой эффективности до 10²;

- возможность реализации «непрерывной» фокальной матрицы;
- возможность реализации простого способа считывания;
- высокая радиационная стойкость.

Сравнение параметров "state of the art" фотоприемников на основе Si(Sb) и Ge(Ga) с фотоприемниками $Pb_{0.75}Sn_{0.25}Te(In)$, проведенное в работах [3, 4] с использованием одной и той же криогеники и считывающей электроники, показало, что токовая чувствительность фотоприемников на основе Pb_{0.75}Sn_{0.25}Te(In) на 3-7 величины выше в зависимости от режима измерения и длины волны. Помимо этого, прямым экспериментом была продемонстрирована высокая фоточувствительность приемников Pb_{0.75}Sn_{0.25}Te(In) на длинах волн 90; 116; 176 и 241 мкм. Результаты этого и ряда других [5, 6] экспериментов дают основание полагать, что спектр чувствительности фотоприемников на основе Pb_{0.75}Sn_{0.25}Te(In) простирается на весь терагерцовый диапазон.

Спектр и величина токовой чувствительности являются важнейшими характеристиками приемников излучения, использующихся в составе спектроскопических систем. Из вышеприведенных данных очевидно, что фотоприемники на основе Pb_{0.75}Sn_{0.25}Te(In) обладают явными преимуществами по сравнению с традиционно использующимися. Этот факт в совокупности с относительной дешевизной производства таких приемников излучения позволяет с оптимизмом отнестись к перспективам использования данного класса фотоприемных систем в самых различных областях.

1. Волков Б.А., Рябова Л.И., Хохлов Д.Р. // УФН. 2002. Т. 172. С. 875–906.

2. Хохлов Д.Р., Галеева А.В., Долженко Д.Е., Рябова Л.И. // Оптика и спектроскопия. 2009. Т. 107. С. 546–552.

3. Khokhlov D.R., Ivanchik I.I., Raines S.N., Watson D.M., Pipher J.L. // Appl. Phys. Lett. 2000. V. 76. P. 2835– 2837.

4. Кристовский К.Г., Кожанов А.Е., Долженко Д.Е., Иванчик И.И., Watson D., Хохлов Д.Р. // ФТТ. 2004. Т. 46. С. 123–125.

5. Khokhlov D., Ryabova L., Nicorici A., Shklover V., Ganichev S., Danilov S., Bel'kov V. // Appl. Phys. Lett. 2008. V. 93. P. 264103.

6. Галеева А.В., Рябова Л.И., Никорич А.В., Ганичев С.Д., Данилов С.Н., Бельков В.В., Хохлов Д.Р. // Письма в ЖЭТФ. 2010. Т. 91. С. 37–39.

Зинеровское туннелирование в гетерогенных сверхрешётках

Ю.Ю. Романова, Е.В. Демидов, Ю.А. Романов

Институт физики микроструктур РАН, 603950, Н. Новгород. e-mail: romanov@ipm.sci-nnov.ru

Исследованы эффекты межминизонного туннелирования в сверхрешетках (СР) со сложной элементарной ячейкой с учетом неоднородности массы электрона m(x) образующих их материала.

На основе модифицированного *k-p*-метода, названного *k-v*-методом, получены обобщенные правило сумм для эффективной массы электрона и формула Зинера для вероятности межминизонного туннелирования $R^2(E)$:

$$\begin{aligned} \frac{1}{m_n(k_0)} &= \hbar^{-2} \frac{\partial^2 \varepsilon_n(k)}{\partial k^2} = \\ &= m_{nn}^{-1}(k_0) + 2 \sum_{j \neq n} \frac{\left| \upsilon_{nj}(k_0) \right|^2}{\varepsilon_n(k_0) - \varepsilon_j(k_0)}, \\ R^2(E) &= \exp\left(-\frac{\pi \mu^{1/2} \Delta_g^{-3/2}}{2eE\hbar} \Phi(4\alpha \mu^2) \right), \end{aligned}$$

rge $\Phi(\xi) &= \sqrt{\frac{2}{1+\sqrt{1-\xi}}} Y\left(\frac{\sqrt{\xi}}{1+\sqrt{1-\xi}} \right), \\ \alpha &= \left| m_{12}^{-1}(k_0) \right|^2 + \frac{1}{4} \left(m_{22}^{-1}(k_0) - m_{11}^{-1}(k_0) \right)^2, \\ Y(x) &= \frac{4}{3\pi} \left[\left(1 + x^{-2} \right) E(x) + \left(1 - x^{-2} \right) K(x) \right], \end{aligned}$

K(x) и E(x) – полные эллиптические интегралы первого и второго рода соответственно, $\varepsilon_n(k)$ – закон дисперсии *n*-й мини-зоны, $m_{nn}(k)$ и $\upsilon_{nn'}(k)$ – матричные элементы массы m(x) и скорости электрона, $\mu^{-1} = m_1^{-1} + m_2^{-1}$, $m_{1,2}$ и Δ_g – абсолютные значения эффективных масс электрона и ширина запрещенной мини-зоны в точке сближения разрешенных мини-зон, E – электрическое поле.

Развит для расчета как межминизонного туннелирования, так и ванье-штарковских уровней электрона в СР единый матричный метод с учетом произвольного числа мини-зон. Метод основан на обобщении работы Ю.А. Бычкова, А.М. Дыхне (ЖЭТФ, 48, 1174 (1965)) по ванье-штарковским состояниям электрона кристалла в рамках применимости зинеровской формулы туннелирования (область существенного туннелирования должна занимать незначительную часть мини-зоны Бриллюэна, что возможно лишь в кристаллах с широкими по сравнению с запрещенной разрешенными зонами, а поля должны быть не очень сильными позволяющими использовать теорию возмущений) на гетерогенные СР с произвольной зонной структурой в произвольном по величине электрическом поле. В этом методе вводится унитарная матрица $\widehat{M}(k_i, k_f, E)$, связывающая значения волновой функции $\{C_n(k)\}$ в начальной и конечной точках k_i

и
$$k_f$$
 квазиимпульсного пространства:
 $C_n(k_f) = \sum_{n'} M_{nn'}(k_i, k_f, E) C_{n'}(k_i)$. Она полностью

определяется уравнением

$$\frac{dC_n(k)}{dk} - i\sum_{n'\neq n} \exp\left\{-i\frac{d}{\hbar\Omega_C}\int_{k_i}^k \Delta_{nn'}(k,E)dk\right\} x_{nn'}(k)C_{n'}(k) = 0$$

($\Delta_{nn'}(k,E) = \varepsilon_{n'}(k,E) - \varepsilon_n(k,E), \quad \varepsilon_n(k,E) = \varepsilon_n(k) - eEx_{nn}$) и обладает очевидными свойствами:
 $M_{nn'}(k_f + K_0, k_i + K_0, E) = M_{nn'}(k_f, k_i, E),$
 $M_{nn'}(k_f + k_1, k_i, E) = M_{nn''}(k_f + k_1, k_f, E)M_{n''n'}(k_f, k_i, E),$
 $M_{nn'}(k_f, k_i - k_1, E) = M_{nn''}(k_f, k_f, E)M_{n''n'}(k_f, k_i - k_1, E).$
В двухминизонном приближении
 $M_{11} = M_{22}^* = \alpha(k_i, k_f, E), M_{12} = -M_{21}^* = \beta(k_i, k_f, E),$
 $r \ \alpha(k_i, k_f, E) = D(k_i, k_f, E) \exp(i\varphi(k_i, k_f, E)),$
 $\beta(k_i, k_f, E) = R(k_i, k_f, E) \exp(i\varphi(k_i, k_f, E)) -$ комплексные коэффициенты внутриминизонного туннелирования,
 $R^2 = 1 - D^2$ – вероятность межминизонного туннелирования,
 $R^2 = 1 - D^2$ – вероятность межминизонного туннелирования,
 $R^2 = 1 - D^2$ – вероятность межминизонного туннелирования,
 $R^2 = 1 - D^2$ – вероятность межминизонного туннелирования,
 $R^2 = 1 - D^2$ – вероятность межминизонного туннелирования,
 $R^2 = 1 - D^2$ – вероятность межминизонного туннелирования,
 $R^2 = 1 - D^2$ – вероятность межминизонного туннелирования,
 $R^2 = 1 - D^2$ – вероятность межминизонного туннелирования,
 $R^2 = 1 - D^2$ – вероятность межминизонного туннелирования,
 $R^2 = 1 - D^2$ – вероятность межминизонного туннелирования,
 $R^2 = 1 - D^2$ – вероятность межминизонного туннелирования,
 $R^2 = 1 - D^2$ – вероятность межминизонного туннелирования,
 $R^2 = 1 - D^2$ – вероятность межминизонного туннелирования,
 $R^2 = 1 - D^2$ – вероятность межминизонного туннелирования, $R^2 = 1 - D^2$ – вероятность межминизонного туннелирования, $R^2 = 1 - D^2$ – вероятность межминизонного туннелирования, $R^2 = 1 - D^2$ – вероятность межминизонного туннелирования, $R^2 = 1 - D^2$ – вероятность межминизонного туннелирования, $R^2 = 1 - D^2$ – вероятность межминизонного туннелирования, $R^2 = 1 - D^2$ – вероятность матрицы $M^2 = 0$

не-штарковские уровни однозначно определяются комплексным коэффициентом $\alpha(k_i, k_I + K_0, E)$:

$$\varepsilon_n^{(1,2)} = \frac{\varepsilon_1 + \varepsilon_2 - eE(x_1 + x_2)}{2} + \hbar\Omega_c \left(n \mp \frac{\phi(E)}{2\pi}\right) ,$$

$$\phi(E) = \arccos\left[D(k_i, k_i + K_0, E) \times \right]$$

$$\times \cos\left(\phi(k_i, k_i + K_0, E) + \pi \frac{\overline{\Delta}_{21}(E)}{\hbar\Omega_c}\right), 0 < \phi(E) < \pi ,$$

где черта – усреднение по мини-зоне Бриллюэна.

С использованием развитого матричного метода в двухминизонном приближении выявлены основные закономерности вероятности межминизонного туннелирования электрона $R^2(0, K_0, E)$ в электрическом поле произвольной величины при однократном прохождении им мини-зоны Бриллюэна для различных типов СР. При этом: 1) показано, что зинеровской формулой туннелирования можно пользоваться лишь для симметричной СР с широкими относительно запрещенных разрешенными мини-зонами и в не очень сильных полях; 2) предсказана зависимость вероятности туннелирования $R^2(0, K_0, E)$, величины расщепления ванье-штарковских уровней и ВАХ от направления поля в несимметричных СР. Эта асимметрия возникает, когда область существенного

туннелирования электрона занимает значительную часть мини-зоны Бриллюэна. Поэтому она является сильной в СР с узкой суммарной шириной разрешенных мини-зон, между которыми идет туннелирование, относительно разделяющей их запрещенной; 3) показано, что в СР с относительно узкими разрешенными мини-зонами вероятность $R^2(0, K_0, E)$ – сильно осциллирующая функция поля. В полях, когда возникает резонансное зинеровское туннелирование (т.е. при кроссинге одноминизонных ванье-штарковских уровней) она принимает минимальные (а не максимальные, как ожидалось), близкие к нулю, значения. С ростом ширины разрешенных мини-зон относительно запрещенной амплитуда осцилляций падает; 4) в очень сильных полях вероятность туннелирования $R^2(0, K_0, E)$ убывает с его ростом, стремясь к постоянной отличной от единицы величине, зависящей от типа СР. Такой характер туннелирования не описывается зинеровской формулой даже качественно.

Проанализирован характер временной эволюции межминизонных переходов электрона при многократном прохождении им мини-зоны Бриллюэна в зависимости от величины электрического поля и типа СР. Соответствующие вероятности имеют осцилляторный характер, обусловленный суперпозицией переходов электрона между всеми ванье-штарковскими состояниями. В общем случае эти осцилляции характеризуется двумя независимыми частотами – ванье-штарковской Ω_C , наименьшей частотой $\Omega_R = \delta \varepsilon / \hbar \equiv \Omega_C \phi(E) / \pi < \Omega_C$ и их комбинационными частотами $n\Omega_C \pm \Omega_R$. В реальных ситуациях, рассмотренных в работе, наиболее ярко проявляются три частоты: Ω_C , Ω_R и Ω_{21} , близкая к $\overline{\Delta}_{21}(E)/\hbar$, соответствующей переходам между ступеньками ванье-штарковских состояний, локализованных в одной и той же элементарной ячейке (переходам между дискретными уровнями сложной квантовой ямы).

Осцилляции с частотой Ω_{21} проявляются в вероятности $R^2(0, K_0, E)$ в слабых и умеренных ($\Omega_C < \Omega_{21}$) электрических полях. В СР с относительно широкими разрешенными мини-зонами они выражены слабо. Эти осцилляции качественно и в значительной степени количественно соответствуют известным квантово-механическим переходам в системе с двумя невырожденными уровнями. Вероятность последних $W_{21} \sim \sin^2(\Omega_{21}t/2)$. Поэтому в условиях пересечения одноминизонных ванье-штарковских уровней (условие резонансного зинеровского туннелирования $\Omega_{21} \approx n\Omega_C$) $R^{2}(0, K_{0}, E) \approx 0$, на что и указывалось выше. (Отличие от нуля обусловлено переходами между другими ванье-штарковскими состояниями, в особенности переходами с частотой Ω_{R}). Осцилляции с частотой $\Omega_{R}(E)$ в силу их большого периода ($\Omega_{R} < \Omega_{C}$) определяют временную эволюцию туннелирования лишь при многократном прохождении электрона мини-зоны Бриллюэна, а именно на временах $\Delta t \sim T = \frac{2\pi}{\Omega_{R(E)}} = \frac{2\pi\hbar}{\delta\varepsilon} > T_{C}$. Эти ос-

цилляции соответствуют известным осцилляциям в системе с двукратно почти вырожденным уровнем. Они описываются вероятностью $R^{2}(E,t) = \left[1 - (\delta \varepsilon_{0} / \delta \varepsilon)^{2}\right] \sin^{2}(\delta \varepsilon t / \hbar), \text{ rge } \delta \varepsilon_{0}(\delta \varepsilon)$ расстояние между ближайшими одноминизонными (двухминизонными) ванье-штарковскими уровнями. В резонансе ($\delta \varepsilon_0 = 0$) амплитуда этих осцилляций равна единице, вдали от резонанса, т.е. вдали от антикроссинга ($\delta \varepsilon_0 \approx \delta \varepsilon$), она мала. Эти осцилляции мы назвали ванье-зинеровскими. Укоренившееся в литературе для них название осцилляции Раби считаем неудачным. Важным является утверждение, что резонансное зинеровское туннелирование слабо проявляется в вероятности $R^{2}(0, K_{0}, E)$. Существующее в литературе обратное утверждение является ошибочным. Немонотонная полевая зависимость вероятности туннелирования $R^2(0, K_0, E)$ в основном определяется межминизонными осцилляциями с частотой Ω_{21} .

На примере конкретной СР показано, что в приближении однородного электрического поля резонансное зинеровское туннелирование электрона приводит к существенно осцилляторной зависимости ВАХ. Осцилляции вероятности туннелирования $R^2(0, K_0, E)$ от поля на статической ВАХ сказываются слабо. Последнее обусловлено случайным характером релаксационных процессов электрона. Наблюдаемые на экспериментальных ВАХ вместо всплесков тока изломы обусловлены либо неоднородностью поля в структуре, либо плохим их качеством (сильное рассеяние электронов, $\delta \varepsilon \tau \ll \hbar$ (τ – время релаксации скорости электрона). Это утверждение соответствует имеющимся в литературе представлениям.

Все приведенные результаты подтверждены численным моделированием туннелирования в модельных и реальных СР GaAs/AlAs с элементарными ячейками, содержащими одиночные и двойные квантовые ямы.

Работа выполнена в рамках Программы фундаментальных исследований Президиума РАН № 27.

Разогрев носителей заряда в квантовых ямах при оптической и токовой инжекции электронно-дырочных пар

Л.Е. Воробьев¹, М.Я. Винниченко¹, Д.А. Фирсов¹, В.Л. Зерова¹, В.Ю. Паневин¹,

А.Н. Софронов¹, П. Тхумронгсилапа,

B.M. Устинов², А.Е. Жуков³, А.П. Васильев,⁴ L. Shterengas⁵, G. Kipshidze⁵, T. Hosoda⁵, G. Belenky,⁵

¹ Санкт-Петербургский государственный политехнический университет, ул. Политехническая, 29, Санкт-Петербург.

² Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, ул. Политехническая, 26, Санкт-Петербург.

³ Академический физико-технологический университет РАН, ул. Хлопина, д. 8, к. 3, Санкт-Петербург.

⁴ Санкт-Петербургский физико-технологический научно-образовательный центр РАН,

ул. Хлопина, д. 8, к. 3, Санкт-Петербург.

⁵ Department of Electrical and Computer Engineering, State University of New York at Stony Brook, New York 11794, USA.

В настоящей работе исследуются процессы разогрева носителей заряда в квантовых ямах (КЯ) при оптической и токовой инжекции электроннодырочных пар в области барьеров. Энергию порядка глубины КЯ инжектированные электроны и дырки передают либо решетке при эмиссии оптических фононов, либо электронам и дыркам на нижних уровнях размерного квантования. При достаточно высокой концентрации электронов или дырок ($n_S > 10^{11}$ см⁻², n_S – поверхностная концентрация носителей заряда) в подзонах квантовых ям второй процесс преобладает, и это приводит к разогреву электронов и дырок. Разогрев носителей заряда может существенно изменить характеристики лазеров на наноструктурах с КЯ.

Работа состоит из двух разделов. В первой части анализируются спектры спонтанной фотолюминесценции (ФЛ) при разных уровнях оптического возбуждения Ј_{ритр} наноструктуры со 100 парами сдвоенных туннельно связанных КЯ GaAs/Al_{0.38}Ga_{0.62}As *n*-типа, легированных до уровня поверхностной концентрации электронов $n_S =$ $= 6 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$. Дизайн структуры и энергетический спектр показаны на рис. 1. Глубина КЯ для электронов и дырок 276 и 208 мэВ соответственно. Энергия уровней е₁, е₂, е₃, отсчитанная от дна квантовой ямы 51, 89 и 198 мэВ, а для уровня дырок *hh*₁, *hh*₂, *lh*₁ – 14; 24 и 38 мэВ.



Рис. 1. Дизайн структуры и энергетический спектр носителей заряда.

Основной вклад в фотолюминесценцию при низкой температуре решетки и не очень высоком уровне накачки дают переходы электронов $e_1 \rightarrow hh_1$, что позволяет определить температуру носителей заряда Т_е по коротковолновому спаду интенсивности ФЛ как функции энергии кванта. Такой метод определения Те ранее использовался в работах J. Shah (см., например, [1]). Анализ коротковолнового участка спектра ФЛ позволил найти температуру горячих носителей заряда в зависимости от уровня возбуждения *J*_{ритр} (рис. 2).



Рис. 2. Зависимость температуры горячих носителей заряда от уровня возбуждения Ј_{ритр}.

Зависимость носит нелинейный характер, что связано с разной зависимостью скорости набора энергии на один носитель заряда от J_{pump} в области слабых уровней накачки, когда концентрация неравновесных электронов (и дырок) Δn_s много меньше n_S и в области высоких уровней накачки, когда $\Delta n_S >> n_S$. Расчет зависимости $T_e(J_{pump})$ из скоростных уравнений для концентрации носителей заряда и баланса мощности с учетом накопления неравновесных оптических фононов дал хорошее согласие с экспериментом.

Таким образом, настоящее исследование демонстрирует особенности разогрева носителей заряда в легированных и нелегированных структурах. Первый случай соответствует условию $\Delta n_S \ll n_S$ (при умеренных уровнях J_{pump}), а второй - условию $\Delta n_S >> n_S$, т.к. $n_S \approx 0$.

Во второй части работы исследовались спектры и интенсивность спонтанной электролюминесценции (ЭЛ) из лазерных наноструктур с КЯ InGaAsSb/InAlGaAsSb в режиме генерации излучения для разных уровней токовой накачки І. Интегральная интенсивность спонтанной ЭЛ в режиме генерации излучения дает информацию о концентрации носителей заряда в зависимости от уровня токовой инжекции. Спонтанное излучение наблюдалось в направлении перпендикулярном плоскости структуры из узкого паза шириной 1 мкм, вытравленного в структуре при ширине полоска 100 мкм. Интегральная интенсивность ЭЛ находилась как результат интегрирования по спектру зависимости ЭЛ J(hv). Таким образом исключался вклад в ЭЛ рассеянного стимулированного излучения. Зависимость интегральной интенсивности J_{int} от тока показана на рис. 3.

Как видно, после начала генерации концентрация при $I > I_{thr}$ не стабилизируется, а растет с ростом тока. Анализ показывает, что причиной роста концентрации носителей заряда с ростом тока в режиме генерации излучения является разогрев носителей заряда при инжекции электроннодырочных пар и оптические потери при поглощении света свободными дырками, инжектированными в область волновода. Расчет степени разогрева носителей заряда с помощью уравнения баланса мощности с учетом накопления оптических фононов и оптических потерь как функции тока позволил найти зависимость концентрации от тока $n_{S}(I)$ при $I > I_{thr}$, которая удовлетворительно согласуется с данными эксперимента.



Рис. 3. Зависимость интегральной электролюминесценции от уровня токовой накачки.

1. Shah J. Ultrafast Luminescence Spectroscopy of Semiconductors: Carrier Relaxation, Transport and Tunneling : chapter 2 // Spectroscopy of nonequilibrium electrons and phonons / volume editors C.V. Shank and B.P. Zakharchenya. Amsterdam, London, N-Y, Tokyo : North Holland, 1992.

Атомные реконструкции и электронные состояния поверхности GaAs с адсорбированными слоями сурьмы и цезия

А.Г. Журавлев, П.А. Половодов, К.В. Торопецкий, В.Л. Альперович

Институт физики полупроводников СО РАН, пр. Ак. Лаврентьева, 13, Новосибирск. e-mail: alper_v@mail.ru

Развитие методов приготовления атомарно чистых и гладких поверхностей полупроводниковых соединений A³B⁵ с различными сверхструктурными реконструкциями и электронными свойствами необходимо для научных исследований в физике поверхности, для конструирования наноразмерных объектов, а также для создания сверхвысоковакуумных полупроводниковых приборов, в частности, p-GaAs фотокатодов, активированных цезием и кислородом до состояния отрицательного электронного сродства. Структуру и электронные свойства поверхности полупроводника можно изменять с помошью изовалентного замещения поверхностных атомов. Для арсенида галлия подходящим изовалентным заместителем является сурьма. Известно, что нанесение Sb на As-стабилизированную поверхность GaAs(001) и последующий прогрев в вакууме приводят к формированию устойчивой Sb-стабилизированной реконструкции (2×4), в которой часть атомов мышьяка заменена атомами сурьмы [1]. Адсорбция цезия на такую поверхность и электронные свойства границ раздела Sb/GaAs и Cs/Sb/GaAs ранее не исследовались. В данной работе экспериментально изучены трансформации атомных реконструкций и электронных состояний поверхности GaAs(001) при адсорбции сурьмы и цезия и последующих прогревах.

Эксперименты проводились на эпитаксиальных GaAs-структурах. Методика приготовления поверхности GaAs(001) с различными реконструкциями описана ранее [2]. Состав и атомная структура поверхности определялись методами фотоэлектронной спектроскопии и дифракции медленных электронов (ДМЭ) соответственно, а изгиб зон – методом спектроскопии фотоотражения [3, 4].



Рис. 1. Картины ДМЭ, иллюстрирующие эволюцию атомной структуры Sb-стабилизированной поверхности GaAs(001) при адсорбции и термодесорбции цезия.

На рис. 1 показаны картины ДМЭ Sbстабилизированной поверхности GaAs(001)-(2×4) (рис. 1, *a*), после адсорбции на этой поверхности 0,5 ML цезия (рис. 1, *b*) и последующих прогревов при температурах 350 и 550 °C (рисунки *с* и *d* соответственно). Видно, что адсорбция 0,5 ML цезия приводит к разупорядочению поверхности, которое проявляется в увеличении интенсивности диффузного фона, исчезновении "тяжей", отвечающих периоду ×2, и уменьшении интенсивности дробных рефлексов ×4. Дальнейшее увеличение Cs-покрытия до $\theta_{Cs} \approx 0,7$ ML приводило к полному исчезновению дробных и к уменьшению интенсивности основных (целочисленных) рефлексов.



Рис. 2. Зависимости интенсивности дробных рефлексов в картинах ДМЭ от цезиевого покрытия при адсорбции на As-, Ga- и Sb-стабилизированных поверхностях GaAs(001) (кружки, треугольники и квадратики соответственно).

Для сравнения степени разупорядочения As-, Ga- и Sb-терминированных поверхностей при адсорбции цезия мы провели анализ интенсивности дробных рефлексов как функции Сs-покрытия. Результаты показаны на рис. 2. При вычислении относительной интенсивности дробных рефлексов I_{frac} проводилось вычитание диффузного фона и нормировка на интегральную интенсивность всей дифракционной картины. Видно, что при упорядоченной адсорбции на Gaцезия стабилизированной поверхности наблюдается немонотонная зависимость I_{frac}(θ_{Cs}): при малых покрытиях относительная интенсивность дробных рефлексов возрастает, достигает максимума при $\theta_{Cs} \approx 0.3$ ML и уменьшается лишь при дальнейшем увеличении покрытия. Напротив, на As- и Sbстабилизированных поверхностях интенсивность дробных рефлексов монотонно уменьшается при увеличении Cs-покрытия. Тем не менее из рис. 2 видно, что, несмотря на качественное сходство

этих зависимостей, при увеличении Cs-покрытия интенсивность дробных рефлексов на Sbстабилизированной поверхности затухает существенно медленнее, и следовательно, Cs адсорбируется более упорядоченно по сравнению с Asстабилизированной поверхностью.

Прогрев разупорядоченной поверхности с $\theta_{Cs} \sim 1$ ML при температуре 350 °C приводит к появлению структуры (1×4) (рис. 1, *c*). При повышении температуры прогрева до T = 450 °C эта структура переходит в (2×6), которая сохраняется вплоть до $T \sim 550$ °C (рис. 1, *d*). Такое поведение качественно отличается от цезий-индуцированных изменений As-стабилизированной поверхности (2×4), на которой после адсорбции Cs и прогрева при относительно низкой температуре $T \sim 480$ °C наблюдается переход к Ga-обогащенной поверхности с реконструкцией (4×2) [3].



Рис. 3. Эволюция изгиба зон при нанесении цезия: *а* – на Sb-стабилизированную поверхность (*1*) и на поверхности, полученные прогревом цезированного образца при температурах 460 °C (*2*), 500 °C (*3*) и 580 °C (*4*); δ – на As-обогащенную поверхность (*5*) и на поверхности, полученные прогревом цезированного образца при температурах 450 °C (*6*), 540 °C (*7*) и 580 °C (*8*).

Для изучения цезий-индуцированных поверхностных электронных состояний, была измерена зависимость изгиба зон от Cs покрытия $\varphi_{S}(\theta_{Cs})$ при адсорбции на Sb-стабилизированной поверхности GaAs(001) (рис. 3, кривая 1). Затем цезированный образец прогревался при более высоких температурах, и на прогретом образце вновь проводились измерения дозовых зависимостей изгиба зон (кривые 2-4 на рис. 3). Для сравнения на рис. 3, б показаны результаты аналогичного эксперимента на As-стабилизированной поверхности GaAs(001)-(2×4) [4]. Из рис. 3 (кривая 5) видно, что при адсорбции на As-стабилизированной поверхности в зависимости $\phi_{S}(\theta_{Cs})$ наблюдаются быстрый рост изгиба зон при малых покрытиях, обусловленный зарядкой Cs-индуцированных поверхностных состояний, главный максимум при $\theta_{Cs} \approx 0.1$ ML и более слабый дополнительный максимум при $\theta_{Cs} \approx 0,4$ ML. При увеличении температуры прогрева цезированного образца, что соответствует постепенному переходу к Gaстабилизированной поверхности [3], происходят качественные изменения формы дозовых зависимостей изгиба зон: главный максимум смещается в сторону больших покрытий (T = 450 °C, кривая 6), появляются дополнительные особенности в виде ступенек (T = 540 °C, кривая 7), а при T = 580 °C формируется "тонкая структура" в виде нескольких максимумов и минимумов (кривая 8) [4].

Из рис. 3, а видно, что при адсорбции цезия на Sb-стабилизированной поверхности, помимо максимума изгиба зон при малых покрытиях, в зависимости $\phi_S(\theta_{Cs})$ имеется широкий минимум при $\theta_{Cs} \approx 0.3$ ML и следующий за ним плавный подъем при $\theta_{Cs} > 0,3$ ML (кривая 1). Как показывает сравнение кривых 2 и 6 на рис. 3, при повторном нанесении цезия после прогрева при 460 °С получилась дозовая зависимость изгиба зон, аналогичная наблюдавшейся на As-стабилизированной поверхности. Однако начиная с температуры прогрева T = 500 °C и вплоть до T = 580 °C измеренные зависимости имеют одинаковую форму с одним максимумом (кривые 3 и 4), что качественно отличается от поведения изгиба зон на поверхности Cs/GaAs(001) в отсутствие сурьмы.

Таким образом, по сравнению с Аs-стабилизированной поверхностью, Sb-стабилизированная поверхность GaAs(001)-(2×4) оказывается не только более стабильной при высоких температурах, но и более устойчивой при адсорбции цезия. При последующем прогреве на этой поверхности не происходит Cs-индуцированного перехода от анион-терминированной реконструкции (2х4) к катион-терминированной реконструкции (4х2). Установлено, что на Аѕ-стабилизированной и Sbстабилизированной поверхностях зависимости изгиба зон от концентрации адатомов цезия имеют сходную форму, характерную, по-видимому, для анион-терминированных поверхностей GaAs(001). Однако эволюция формы зависимостей $\phi_S(\theta_{Cs})$, измеренных при повышении температуры термодесорбции цезия, качественно различна для случа-Sb-стабилизированной и Аѕев исходных стабилизированной поверхностей GaAs(001).

1. *Maeda F*. Sb-induced surface reconstruction on GaAs(001) / F. Maeda, Y. Watanabe M. Oshima // Phys. Rev. B. 1993. V. 48. P. 14733–14736.

2. *Alperovich V.L.* Surface passivation and morphology of GaAs(100) treated in HCl-isopropanol solution / V.L. Alperovich, O.E. Tereshchenko, N.S. Rudaya, D.V. Sheglov, A.V. Latyshev, A.S. Terekhov // Appl. Surf. Sci. 2004. V. 235. P. 249–259.

3. *Tereshchenko O.E.* Cesium-induced surface conversion: From As-rich to Ga-rich GaAs(001) at reduced temperatures / O.E. Tereshchenko, V.L. Alperovich, A.G. Zhuravlev, A.S. Terekhov, D. Paget // Phys. Rev. B. 2005. V. 71. P. 155315(7).

4. Журавлев А.Г. Генерация и удаление адатоминдуцированных электронных состояний на поверхности Cs/GaAs(001) / А.Г. Журавлев, В.Л. Альперович // Письма в ЖЭТФ. 2008. Т. 88, вып. 9. С. 702–706.

Полупроводниковые фотоэмиттеры с эффективным отрицательным электронным сродством: пример «прикладной нанотехнологии»

А.С. Терехов

ИФП СО РАН, пр. Ак. Лаврентьева, 13, Новосибирск. e-mail: terek@thermo.isp.nsc/ru

Атомарно чистая поверхность полупроводниковых кристаллов является популярным полигоном, на котором изучаются разнообразные физико-химические и физические явления, интересные для науки. Изучаются закономерности формирования одиночных атомных ступеней и их взаимодействия между собой, определяющие фундаментальный геометрический рельеф поверхности. В некоторых случаях предметом дискуссий попрежнему являются реконструкции поверхности полупроводников, формирующиеся под совокупным влиянием энтальпийных, энтропийных и кинетических факторов. Исследуются адсорбция, диффузия и реакции атомов на поверхности. Продолжающиеся исследования разнообразных явлений на поверхности полупроводников объясняются тем, что в результате они могут дать новые элементарные «кирпичики знания», необходимые для строительства будущих принципиально новых полупроводниковых (или иных) нанотехнологий. Тем не менее, несмотря на многолетние исследования, до сих пор не видно активных попыток создания «дорожной карты», ведущей к созданию практически полезных нанотехнологий.

С другой стороны, уже давно существуют «прикладные нанотехнологии» большой практической важности, такие, например, как гетерогенный катализ. Родились эти технологии давно и развивались во многом благодаря эмпирическим методам и интуиции исследователей. В настоящее время, когда хорошо развиты зондовые, спектроскопические, дифракционные и другие методы исследования поверхности твёрдых тел, их применение для изучения уже известных проблем даёт возможности значительного повышения эффективности этих «старых» технологий.

Применительно к поверхности полупроводников, такой «старой», «прикладной нанотехнологией» является технология полупроводниковых фотокатодов с эффективным отрицательным электронным сродством (ОЭС). Несмотря на давнюю дату рождения [1], эта технология по-прежнему востребована и требует дальнейшего совершенствования, поскольку используется в наиболее современной военной и другой специальной технике, а также в разнообразных и дорогостоящих научных установках, используемых для фундаментальных и прикладных исследований. Так, например, во всех работающих и проектируемых линейных электронных ускорителях используются инжекторы спин-поляризованных электронов, созданные на основе полупроводниковых фотокатодов с ОЭС. Детекторы фотонов с ОЭС-фотокатодами используются в современных оптических

телескопах; на их основе проектируются новейшие телескопы для регистрации излучения Вавилова – Черенкова, различные приборы для медикобиологических исследований. Постоянное стремление потребителей к повышению технических характеристик специального и исследовательского оборудования приводит, в том числе, и к постоянному стремлению к повышению технических характеристик ОЭС-фотокатодов.

Наиболее важной частью ОЭС-фотокатодов, определяющей все основные параметры эмитируемых в вакуум фотоэлектронов и основные технические характеристики самого прбора, является тонкий, толщиной порядка ~ 5 – 10 нм, приповерхностный слой GaAs, покрытый примерно нанометровым слоем цезия и кислорода. Столь малая величина этого принципиально важного приповерхностного слоя позволяет отнести ОЭС – фотокатод к приборам наноэлектроники, а технологии его создания – к «прикладным нанотехнологиям».

Закономерности формирования атомной структуры приповерхностной, «нанотехнологичной» части фотокатода и особенности протекающих в ней электронных явлений до сих пор не получили достаточных научных обоснований. В значительной степени это связано с тем, что основной пик научных исследований технологии и физики ОЭСфотокатодов пришёлся на 70-е годы прошлого века, когда технологии экстремально высокого вакуума и экспериментальные методы исследования атомарно- чистых поверхностей ещё не получили того высокого уровня развития, которого они достигли в последнее десятилетие. В связи с этим большинство операций, применявшихся в то время для изготовления ОЭС-фотокатодов, были далеки от совершенства, получавшиеся результаты плохо воспроизводились и вся технология больше походила на шаманство, чем на научно обоснованную и контролируемую процедуру.

Целью доклада является обзор работ нашего коллектива, направленных на создание научных основ технологии ОЭС-фотокатодов с физическипредельными характеристиками. Мы не были пионерами в этой области исследований, но в отличие от других отечественных и зарубежных групп поставили перед собой задачу уйти от технологического шаманства и поставить технологию ОЭС-фотокатодов на понятные научные рельсы. Подыгрывая современному «новоязу», я иногда называю создаваемую нами технологию «прикладной нанотехнологией». То, о чём я собираюсь рассказать, может оказаться полезным и для специалистов, работающих с атомарно-чистыми поверхностями полупроводников.

Приготовление атомарно-чистой поверхности GaAs. Первой операцией приготовления фотокатода является приготовление атомарно-чистой поверхности (АЧП) с концентрацией остаточных загрязнений, меньше 0,01 монослоя (ML). Исследовав различные рецепты, мы остановились на единственном, обеспечивающем воспроизводимый результат. Поверхность GaAs с любой ориентацией обрабатывается раствором HCl в изопропиловом спирте в атмосфере чистого азота. При этом удаляется слой естественного окисла с загрязнениями, а поверхность покрывается пассивирующим слоем As, толщиной 1-2 ML. Прогрев такой поверхности в сверхвысоком вакууме при T = 300 °C гарантирует получение АЧП, покрытой слоем избыточного мышьяка [2]. Было установлено, что формирование слоя мышьяка на поверхности является принципиально важным условием получения атомарно-чистой поверхности. При применении этой технологии к другим многокомпонентным полупроводникам необходим дополнительный поиск способа формирования поверхностного зашитного слоя.

«Химические» приемы управления поверхностными реконструкциями GaAs: (Cs, H). Оказалось, что кроме АЧП, для создания ОЭС-фотокатодов с максимальной квантовой эффективностью необходим определённый тип реконструкции поверхности. Для получения желаемых реконструкций можно использовать молекулярные пучки Ga и As, но в нашем случае это оказалось дорого и неудобно. Оказалось, что можно обойтись подручными средствами. Так, например, нанесение Cs на поверхность ослабляет химическую связь мышьяка. Последующий прогрев при пониженной температуре облегчает десорбцию поверхностного мышьяка, что приводит к изменению поверхностной реконструкции в желаемом направлении [3]. Для управления поверхностными реконструкциями GaAs оказалось возможным использовать и атомарный водород [4].

Приготовление атомарно-гладкой поверхности GaAs. Было установлено, что поверхность GaAs-фотокатода, приготовленная описанным выше способом, не является атомарно-гладкой и может вызывать дополнительное рассеяние фотоэлектронов по импульсу. Стремясь частично подавить это рассеяние, мы изучили возможность «выглаживания» поверхности до состояния, при котором её рельеф представляет собой атомарногладкие террасы, отделённые друг от друга одноатомными ступенями. Было известно, что такое выглаживание возможно при нагреве полупроводника в атмосфере, находящейся в атмосфере, равновесной с его поверхностью. Был использован простейший способ создания такой атмосферы, позволивший изучить основные закономерности выглаживания поверхности GaAs [5].

Метастабильные состояния Сѕ на поверхности GaAs. Одной из наиболее «шаманских» операций в технологии ОЭС-фотокатодов является активирование его эмитирующей поверхности, при котором поверхностный потенциальный барьер для электронов (электронное сродство) уменьшается от начального значения, равного ~ 4.5 эВ, до конечного (эффективного) значения, равного ~ -0.2 эВ. Активирование поверхности осуществляется нанесением на неё цезия и кислорода. Во всех известных из литературы описаниях этой операции активирование начинается с нанесения цезия. Известно, что при адсорбции цезия наблюдается снижение истинного электронного сродства поверхности, вызванное поляризацией адсорбированных атомов цезия. Одновременно происходит увеличение приповерхностного изгиба зон, для объяснения которого необходима полная ионизация адсорбированного цезия. Долгое время была не ясна причина, вызывающая цезий-индуцированные состояния двух типов. Проведённые недавно исследования [6] показали, что наиболее вероятной причиной появления двух типов Сѕ-индуцированных состояний являются метастабильные цезиевые кластеры.

Нелокальная природа Сs-индуцированной адсорбции кислорода. Было давно установлено, что кислород в активирующем покрытии ОЭС-фотокатода увеличивает его дипольный момент и дополнительно понижает электронное сродство. Было эмпирически найдено также, что кислород при активировании фотокатода следует наносить после нанесения цезия, когда коэффициент его прилипания увеличивается примерно в 10⁶ раз. Механизм Сѕ-индуцированной адсорбции был не понятен. Проведённые нами исследования показали [7], что вероятность адсорбции кислорода на поверхность GaAs(Cs) резко возрастает тогда, когда работа выхода поверхности понижается до 3,1 эВ. Пороговый характер адсорбции мы объяснили пересечением уровня Ферми на поверхности полупроводника с положением антисвязывающей орбитали молекулы кислорода вблизи поверхности.

1. Sheer J.J., Van Laar J. // Solid State Commun. 3, 189 (1965).

2. Alperovich V.L., Tereshchenko O.E., Rudaya N.S., Sheglov D.V., Latyshev A.V., Terekhov A.S. // Appl. Surf. Sci. 235, 249 (2004).

3. Терещенко О.Е., Альперович В.Л., Терехов А.С. // Письма ЖЭТФ. **79**, 163 (2004).

4. Toropetsky K.V., Tereshchenko O.E., Petukhov D.A., Terekhov A.S. // Applied Surface Science. **254**, 8041 (2008).

5. Alperovich V.L., Akhundov I.O., Rudaya N.S., Sheglov D.V., Rodyakina E.E., Latyshev A.V., Terekhov A.S. // Appl. Phys. Lett. **94**, 101908 (2009).

6. *Журавлев А.Г., Альперович В.Л. //* Письма в ЖЭТФ. **88**, 702 (2008).

7. Торопецкий К.В., Терещенко О.Е., Терехов А.С. // Письма ЖЭТФ. **88**, 597 (2008).

Локально-индуцированные заряженные поляризационные состояния в манганитах

Р.Ф. Мамин, Д.А. Бизяев, А.А. Бухараев

Казанский физико-технический институт им. Е.К. Завойского КазНЦ РАН, Сибирский тракт, 10/7, Казань. e-mail: <u>mamin@kfti.knc.ru</u>

Манганиты неизменно привлекают внимание исследователей богатой фазовой диаграммой и необычными мультифункциональными свойствами, наиболее известное из которых колоссальное магнитосопротивление. Образцы лантан стронциевых манганитов La_{1-x}Sr_xMnO₃ различных составов интенсивно исследовались в последнее десятилетие, и эти кристаллы стали модельным объектом для исследований колоссального магнитосопротивления, которое часто связывают с зарядовым и фазовым разделением в условиях перколяции металлических нанообластей [1,2]. В то время как тенденция к зарядовому и фазовому разделению широко обсуждается для манганитов [1,2], микроскопический механизм происхождения этого экстраординарного поведения не до конца ясен до сих пор. Продолжаются дискуссии о принципиальной возможности зарядовых неоднородностей в условиях сильного Кулоновского взаимодействия и о температурной области существования этого явления. С другой стороны известно [3], что в системах, фрустрированных за счет Кулоновкого взаимодействия, возможно возникновение разнообразных неоднородных состояний, некоторые из которых являются метастабильными, но обладают большими временами релаксации. Ранее нами была обнаружена возможность создания локальных индуцированных состояний на поверхности монокристаллов La_{0.89}Sr_{0.11}MnO₃. при воздействии электрического поля, приложенного через зонд атомного силового микроскопа (АСМ) [4].

Цель настоящей работы заключается в изучении процессов индуцирования пространственно неоднородных заряженных поляризационных состояний за счет внешнего воздействия и исследовании эволюции таких локальных состояний на поверхности монокристаллов манганитов с использованием методов атомной силовой микроскопии. Нами были исследованы процессы роста и релаксации такие структуры в зависимости от приложенного напряжения и времени воздействия внешнего электрического поля (записи), а также в зависимости от внешних условий.

Визуализация индуцированных состояний осуществлялась путем последующего сканирования области воздействия внешнего электрического поля с использованием пьезо- и Кельвин мод ACM.

Пространственно неоднородные состояния вблизи поверхности лантан стронциевых манганитов La_{1-x}Sr_xMnO₃ (x=0.10, 0.11, 0.125) были индуцированы методом локального приложения внешнего электрического поля, создаваемого зондом АСМ. В зависимости от целей эксперимента поле прикладывалось либо при неподвижном зонде, находящемся в контакте с образцом, либо при сканировании в контактной моде некоторой заданной области. Измерения были выполнены на высококачественных образцах монокристаллов, вырезанных в виде параллелепипедов и цилиндров. У образцов в виде параллелепипедов ось с была направлена вдоль длинной грани параллелепипеда (плоскости сканирования), а у цилиндрических образцов ось с была направлена перпендикулярно плоским поверхностям. Исследования образцов до и после воздействия внешнего электрического поля проводились с использованием сканирующего зондового микроскопа Solver Smena-А в режимах измерения топографии, пьезои Кельвин модах.

Топография образцов до и после воздействия электрическим полем не имела заметных различий. Было обнаружено, что поверхностным потенциал в области индуцированных состояний существенно изменяется, что свидетельствует о локализации поверхностного заряда. Кроме того, эти состояния проявляют пьезоэлектрические свойства. На рисунке 1 представлены результаты сканирования в пьезо- моде области поверхности, на которой электрическое поле прилагалось вдоль определенных заранее заданных линий. Отчетливо видно, что области приложения электрического поля различаются как по амплитуде пьезоэлектрических колебаний, так и по фазе пьезоотклика. При этом наиболее отчетливое изображение индуцированной области получается при воспроизводстве результатов сканирования по фазе пьезоколебаний, что свидетельствует о значительном изменении пьезоэлектрических свойств индуцированной области в направлении перпендикулярном линии приложения электрического поля.



Рис. 1. Изображение индуцированных состояний после воздействия электрического поля зонда ACM на поверхность монокристаллов $La_{0.9}Sr_{0.1}MnO_3$, полученное в пьезо-моде: амплитуда (*a*) и фаза (δ) пьезоотклика в относительных единицах.



Рис. 2. Изображение индуцированных состояний в кельвин-моде (*a*) значения поверхностного потенциала (δ) в центре индуцированной области и значения диаметра этой области (*в*) в зависимости от времени воздействия, полученные в результате воздействия электрического поля зонда ACM на поверхность монокристаллов La_{0.89}Sr_{0.11}MnO₃ при различных внешних условиях.

С использованием методов пьезо- и кельвин-мод были изучены временные характеристики индуцированных состояний на поверхности образцов. Изучены процессы релаксации неоднородных состояний. Обнаружено, что неоднородный поверхностный заряд не исчезает в течение суток в образцах с достаточно большой проводимостью, для которых характерное время максвелловской релаксации составляет наносекунды. Это свидетельствует о эффективно связанном состоянии локальных зарядовых неоднородностей. Исследованы гистерезисные свойства таких состояний как в случае воздействия в точке, так и при записи областей с микронными размерами. Показано, что индуцированные состояния являются обратимыми с характерными гистерезисными свойствами, похожими на поведение обычных сегнетоэлектриков.

Были исследованы процессы роста индуцированных областей в зависимости от величины напряжения и от времени приложения локального поля через иглу ACM, зафиксированную в определенной точке (рис. 2). Можно выделить два характерных процесса роста индуцированных областей: на малых временах рост определяется процессами активации новых индуцированных областей, а на больших временах он характеризуется активационным движением межфазной границы. Также было исследовано влияние магнитного поля на процессы записи и релаксации локальных состояний.

В заключение мы рассмотрели различные возможности индуцирования локальных свойств. В одной из моделей локальные заряженные состояния, обладающие пьезоэлектрическими свойствами, могут быть вызваны поляризацией пространственно разделенных зарядовых неоднородностей.

Таким образом, в работе пространственно неоднородные состояния вблизи поверхности лантан-стронциевых манганитов были индуцированы методом локального приложения внешнего электрического поля с использованием атомного силового микроскопа. Различными методами атомной силовой микроскопии исследованы временные характеристики индуцированных состояний. Показано, что индуцированные состояния сопровождаются зарядовыми неоднородностями и обладают пьезоэлектрическими свойствами. Проявление пьезоотклика, скорее всего, связано с взаимодействием заряда с локальными деформациями за счет эффекта Яна – Тейлора [5, 6].

Авторы благодарны А.М. Балбашову за изготовление монокристаллических образцов, Р.В. Юсупову за помощь в работе и В.В. Кабанову за плодотворное обсуждение полученных результатов.

1. *Каган, М.Ю.* Неоднородные зарядовые состояния и фазовое разделение в манганитах / М.Ю. Каган, К.И. Кугель // УФН. 2001. Т. 171, № 6. С. 577–596.

2. *Dagotto, E.* Colossal magnetoresistant materials: the key role of phase separetion / E. Dagotto, T. Hotta, A. Moreo // Physics Report. 2001. V. 344, № 1. P. 1–153.

3. *Jamei, R.* Universal aspects of Coulomb-frustrated Phase separation / R. Jamei, S. Kivelson, B. Spivak // Phys. Rev. Lett. 2005. V. 94, № 5. P. 056804-1–4.

4. *Mamin*, *R.F.* Locally induced charged states in La_{0.89}Sr_{0.11}MnO₃ single crystals / R.F. Mamin, I.K. Bdikin, A.L. Kholkin // APL. 2009. V. 94, № 22. P. 222901-1–3.

5. *Popescu, F.* Dynamical mean-field study of the ferromagnetic transition temperature of a two-band model for colossal magnetoresistance materials / F. Popescu, C. Sen, E. Dagotto // Phys. Rev. B. 2006. V. 73, № 18. P. 180404(R)-1–4.

6. *Kugel, K.I.* Phase separation in Jahn-Teller systems with localized and itinerant electrons / K.I. Kugel, A.L. Rakhmanov, A.O. Sboychakov // Phys. Rev. Lett. 2005. V. 95, № 26. P. 267210-1–4.

Изучение фотофизических процессов на одиночном центре окраски методом сканирующей люминесцентной микроскопии с времякоррелированным счетом одиночных фотонов

Е.Ф. Мартынович, А.В. Кузнецов, А.Л. Ракевич

Иркутский филиал Института лазерной физики СО РАН, ул. Лермонтова, 130a, Иркутск. e-mail: filial@ilph.irk.ru

Цель данной работы – получение новых экспериментальных данных о фотофизике центров окраски в щелочно-галоидных кристаллах посредством наблюдения отдельных центров методами времяселективной конфокальной микроскопии. В качестве объекта исследования выбраны F₂-центры окраски в монокристаллических образцах фторида лития, облученных гамма-излучением для создания в них центров окраски. F₂-центры окраски – это точечные дефекты, содержащие две положительные анионные вакансии с двумя электронами – своеобразный аналог молекулы водорода.

Исследования проводились с помощью конфокального сканирующего люминесцентного микроскопа с временным разрешением MicroTime-200 фирмы PicoQuant Gmbh. Для проведения экспериментов специально готовились образцы кристаллов с малым содержанием F2-центров при низкой относительной концентрации сопутствующих центров, что подтверждалось видом контрольных спектров люминесценции образцов, измеренных на спектрометре Ocean Optics 65000. Такая подготовка была целесообразна в связи с тем, что полоса поглощения F₂-центров практически полностью перекрывается полосой поглощения сопутствующих F₃⁺-центров, а наличие последних усложняет протекающие при фотовозбуждении процессы и затрудняет интерпретацию экспериментальных данных (рис. 1).



Рис. 1. Спектры люминесценции образцов LiF с F₂-центрами. Длина волны возбуждения 455 нм.

Возбуждение люминесценции F₂-центров производилось пикосекундным импульсным диодным лазером с длиной волны 470 нм. Был установлен следующий режим работы лазера: частота следования лазерных импульсов – 40 МГц, длительность импульсов – 73 пс, средняя мощность излучения – 15 мкВт, пиковая мощность – около 3 мВт. Эпи-люминесцентная конфигурация микроскопа включает объектив с числовой апертурой NA = 1.2. Поперечный размер области фокуса, определяющий поперечную пространственную разрешающую способность микроскопа, имеет величину приблизительно 0,3 мкм, исходя из чего средняя интенсивность возбуждающего излучения в фокусе оценивается величиной 2·10³ Вт/см². Спектральная область наблюдения была ограничена интервалом 650–720 нм при помощи свето-фильтра.

Для наблюдений была выбрана область кристалла с низкой концентрацией F_2 -центров (10^{10} см⁻³ в данном эксперименте), при которой возможно их оптическое разрешение. Для выявления расположения центров окраски предварительно проводилось сканирование по плоскости, лежащей на определенной глубине в кристалле.

На рис. 2 представлено изображение области в кристалле в форме квадрата со стороной 11.7 мкм и толщиной около 1 мкм. Светлые пятна являются изображениями центров окраски. Различие в яркостях центров и их видимых размерах связано с их различным положением по оси *z*. Изображение построено построчным сканированием выбранной области кристалла. Центры, изображения которых «обрезаны» снизу, перестали люминесцировать в ходе сканирования.



Рис. 2. Одиночные F_2 -центры окраски в кристалле LiF. Размер области сканирования – 11.7×11.7 мкм.

Обнаруженные в результате предварительного сканирования центры окраски возбуждались непрерывной последовательностью пикосекундных лазерных импульсов (в каждый момент времени возбуждался только один центр). При этом наблюдалась интенсивность их люминесценции. В ходе эксперимента записана зависимость интенсивности люминесценции от времени для 42 центров окраски. Длительность облучения каждого центра составляла 10 с. Установленное временное разрешение - 0,02 с. В ходе облучения возбуждающим светом происходили процессы фоторазрушения и восстановления центров. Примеры экспериментальных кривых приведены на рис. 3, 4 (для наглядности кривые разнесены по вертикали). Начальный момент времени на рис. 4 соответствует началу действия возбуждающего излучения. Наиболее часто наблюдается исчезновение люминесценции центра без ее последующего восстановления в течение времени наблюдения, что интерпретируется нами как разрушение центра (рис. 4. а).



Рис. 3. Типичная зависимость интенсивности свечения единичного центра от времени t при квазинепрерывной регистрации:

t=2 с: включено возбуждение, возникла люминесценция;

t=6.6 с: фоторазрушение центра, люминесценции нет;

t=8.8 с: восстановление центра окраски;

t=9.4 с: повторное фоторазрушение центра.

В некоторых случаях имеет место повторное появление люминесценции, что объясняется восстановлением разрушенного центра (рис. 4, δ). Наблюдались относительно редкие случаи задержки начала люминесценции центра после включения возбуждающего излучения (рис. 4, ϵ). Данные факты можно объяснить либо предшествующим разрушением центра в ходе предварительного сканирования кристалла, либо быстрым разрушением центра в начале текущего облучения.

На основании полученной экспериментальной информации можно произвести оценку вероятностей разрушения и восстановления центров в условиях данного эксперимента. Представляется интересным исследование динамики восстановления одиночных центров. При наблюдении ансамблей большого числа центров акты восстановления практически невозможно выделить на фоне интенсивной люминесценции исходных центров.



Рис. 4. Примеры экспериментальных кривых зависимости интенсивности люминесценции отдельных F_2 центров от времени. Время отсчитывается от момента включения возбуждающего излучения. a – через 0.3 с после начала возбуждения центр разрушился. δ – приблизительно через 4 с после разрушения центра произошло его восстановление с повторным разрушением. e – наблюдаемый момент начала люминесценции не совпадает с моментом начала возбуждения.

Статистическая обработка полученных данных показывает, что среднее время жизни центра при действии возбуждающего излучения равно $(0,15 \pm 0,2)$ с. В 13 случаях из 42 имело место однократное восстановление центра. Двукратное и трехкратное восстановление наблюдались в единичных случаях. Такой результат позволяет оценить вероятность восстановления центра в течение 10 с величиной порядка 30%. Среднее время восстановления центров при указанной длительности наблюдения – около 3 с.

Таким образом, методами конфокальной микроскопии получены экспериментальные результаты по изучению фотофизических процессов, происходящих с одиночными F_2 -центрами окраски в кристалле LiF в ходе облучения возбуждающим светом. Проведен статистический анализ данных. В частности, получена численная оценка вклада люминесценции восстанавливающихся центров в общую динамику люминесценции множества центров при тех же условиях. Оценены вероятности разрушения и восстановления центров в условиях эксперимента. Полученные данные интерпретируются на основе конкуренции механизмов двухступенчатой фотоионизации и фотодиссоциации F_2 -центров [1].

Работа выполнена по программам ОФН РАН (проект ОФН III.9.7.1) и СО РАН - НАН Беларуси.

1. *Мартынович Е.Ф.* Центры окраски в лазерных кристаллах. Иркутск: Изд-во ИГУ, 2004. 227 с.

In situ studies of the nucleation kinetic and single layers growth rate of epitaxial SrTiO₃ films

A.N. Khodan

¹ A.N. Frumkin Institute of Physical Chemistry and Electrochemistry RAS, 31 Leninsky pr., 119991 Moscow. e-mail: khodan@ipc.rssi.ru

This work is an attempt to study mechanism of oxide films growth. First the effects of oxygen pressure on the flux of ablation product's was studied and quantitative relationships between the flux density, gas pressure and growth rate were established for the temperatures 570 - 780 °C [1]. Obtained results were in quantitative agreement with a kinetic model based on the conservation equations for the adiabatic expansion of laser flux in a gas. Further analysis of the films nucleation and homoepitaxial growth also was based on kinetic approaches, and theoretical models of the smooth multilayer growth have been used and analysed.

The initial stage of Pulse Laser Deposition (PLD) was studied with the aim to get a quantitative estimate for: (1) a specific time of surface migration for the deposited particles, and (2) rate of ordering of deposited particles at the growing surface. The number of atoms deposited per one laser pulse becomes critical at the moment when some of the entering atoms are not able to occupy equilibrium positions. Significant deterioration of the structure of films grown at 700-800°C starts at deposition rates over 0.1 nm/pulse [2]. Based on these results an assumption was made that oxide film structure could be improved by increasing the on-off time ratio for the pulses up to values exceeding the total time interval from deposition and thermalization of atoms up to completion of their surface migration (diffusion) and ordering in the lattice nodes (crystallization). Studies on these effects related to the dynamics of relaxation of deposited atoms were carried out using in situ RHEED with continuous registration of the intensities for mirror reflection and for some selected diffraction peak.

RHEED on-line monitoring was used, primarily, by the high sensitivity to the changes in surface layers with few nm thicknesses. Another important feature of RHEED is the intensity of the reflected signal as a periodic function of the amount of deposited material. The periods of such variations strictly correspond to the time required for filling one monolayer (ML) of the surface, so in other words, this technique is sensitive to the degree of surface filling. Unfortunately, at present RHEED theory [3] does not provide a quantitative description of the intensity of a reflected signal in general, and attempts to solve this problem that have been made up can hardly be considered successful. Nevertheless, some helpful conclusions can be drawn at a qualitative level using such characteristics as the electrons length of coherency (L), as well as the dimensions of growing nuclei and crystals:

$$L = \frac{\lambda}{2 \cdot \beta \cdot \sqrt{1 + (\Delta E / E)^2} \cdot \sin(\theta)}$$
(1)

where θ is incidence angle of the electron beam, λ is the electron wavelength, and β and $\Delta E/E$ are the angular and relative energy spreads of the beam, respectively.

In our experimental studies, the coherence length L was limited within the range of 200–500 nm, this determines the specific dimension of surface area possessing a full pattern. Exceeding of this dimension by the surface segments does not change the diffraction picture.

Data processing techniques. Before the deposition, using RHEED patterns from STO single crystal substrate, the areas of the diffraction peaks were specified for an intensity recording, for instance [100]. Usually several the brightest reflections were chosen as recording channels (Fig. 1).



Fig. 1. Choice of recording channels for RHEED reflections. Channel 0 was used for the signal recording from reflection (k 00), channel 1 – for (100), channel 2 – for (200) and channel 3 – for (110).



Fig. 2. Changes of intensity of (100), (200) and (110) reflections during STO film deposition. The positions of channels are shown at Fig. 1. The deposition started at the 10^{th} s and finished at 160 s.

Measurement of the time of structural relaxation. Studies were carried out on the homoepitaxial growth of STO films on (001) STO substrates, on which 5 to 10 MLs were deposited, as derived from RHEED intensity osillations. After the deposition stopped, RHEED signal changes were still registered. As a rule, just after deposition termination RHEED intensity increases relatively rapidly, but with time this increase slows down reaching a limiting value. All these changes of RHEED intensity are caused by the general ordering of the film structure (both on its surface and in its bulk). This process can be considered as annealing under deposition conditions (t > 160 s at Fig. 2). This allows estimating the time required for the "general" structural rearrangement upon substance deposition in several MLs.

Analysis of the kinetics of the film structure's ordering did not seem initially a rather difficult problem similar to the process of defects annealing in the crystals. However, the application of a simple exponential function (2) failed to describe the increase of RHEED intensity with time correctly:

$$y = y_0 - A_1 e^{-\frac{(t-t_0)}{\tau_1}}.$$
 (2)

Acceptable accuracy was only achieved using two components, namely: a rapid component with a time constant τ_1 and slow component with a time constant τ_2 . Start on of deposition causes the abrupt decrease of RHEED intensity, Fig. 3. About 30 separate pulses can be easily identified from the total number pulses deposited during the deposition of the first three MLs. It should be noted that all peaks are asymmetric and the largest change of intensity is caused by the deposition of the first and the second MLs.



Fig. 3. RHEED intensity variations during STO deposition. The number of a puls and τ_1 - time constant of a slope (in brackets) are shown. Grey points corresponding to measured values and the solid curve show results obtained using a Fourier transformation with Hanning filtration of 2.194 Hz parasitic signal.

The interpretation of the results in quite obvious: (1) deposition due to the first pulse does not cause film formation ($\tau_1 > 500$ s). In spite of the fact that the particle flux is oversaturated and some atoms on the surface are the stable nucleation centres, no ML growth was detected and deposited particles are uniformly distributed between the nearest terrace steps ~ 100–200 nm; (2) rapid growth of islands ($\tau_1 = 3.2$ s) starts after the second pulse; it is quite probable that in this case that the particles deposited by the first pulse are nucleation centres; (3) the minimum time of particle ordering $\tau_1 \approx 2-5$ s is achieved upon ML filling by 50% to 75%; (4) for RHEED reflection peaks the values of $\tau_1 \approx 8-20$ s are observed; (5) τ_1 reaches its maximum after the deposition $\sim 25\%$ of the ML, this, probably, being induced by the changes in the density of nucleation sites and average island length which we will discuss further. It should be noted that the absence of noticeable ordering of particles after the first deposition pulse may show that there is no 2D step flow film growth, but rather a Franck-Van der Merwe 2D growth mechanism.

As it follows from Figs. 3 and 4, the deposition of the first pulse at once brings the growth conditions suited to *a regime of aggregation* with surface covering 0.1–0.4 ML. After next pulse deposition, the growth turned to *a regime of coalescence and percolation*, Fig. 5. Small τ_1 values correspond to high nucleation rate and τ_1 increases when covering exceeds ~ 0.75 ML, Fig. 5. Within a *regime of aggregation* (0,1–0,3 ML), the values of $\tau_1 \ge 10^1$ s and practically constant. At the coverage degree ~ 0,4–0,75 ML the islands size reaches maximum and coalescence begin. We are inclined to consider that the main cause of the τ_1 changes is the periodic variation of the N_S during film growth or the changes in atomic roughness of a surface, as it proposed in [4].



Fig. 4. Variations of the time constant of surface rearrangement τ_1 in the course of sedimentation of 5 MLs of STO film on a (001) STO substrate.



Fig. 5. The τ_1 experimental values plotted as a function of the fill up degree for $2^{nd} - 5^{th}$ ML. Open triangles show the ML fraction for each deposited pulse. Numerical calculations of adatoms concentration n_{ad} and the density of surface nucleation centers N_s [5] are shown for the case $D_s/R_d = 10^8$ of stable monoatomic nucleuses growth.

1. *Khodan, A.N.* Pulsed Laser Deposition of epitaxial SrTiO₃ films: Growth, structure and functional properties / A.N. Khodan, S. Guyard, J.-P. Contour et al. // Thin Solid Films. 2007. V. 515. P. 6422–6432.

2. *Khodan, A.N.* ZrO_2 - CeO_2 and CeO_2 - La_2O_3 film growth on oxide substrates and their applications in oxide heterostructures / A.N. Khodan, J.-P. Contour, D. Michel et al. // J. Crystal Growth 2000. V. 209. P. 828–841.

3. *Peng, L.-M.* High-Energy Electron Diffraction and Microscopy / L.-M. Peng,, S. L. Dudarev and M. J. Whelan –Oxford University Press, USA 2004. – 566 p.

4. *Trofimov, V.I.* Phase diagram of the growth mode and surface morphology dynamics in layer epitaxial growth / V.I. Trofimov, Jong-Il Kim. // Trends in Thin Solid Films Research – Nova Science Publishers, 2007. P. 229–249.

5. *Amar*, *J.G.* Dynamic scaling of the island-size distribution and percolation in a model of submonolayer molecular-beam epitaxy / *J.G. Amar*, *F. Family*, *P.M. Lam* // Phys. Rev. B. 1994. V. 50, Iss. 12. P. 8781–8797.

К вопросу об аномально высокой электропроводности субмикронных пленок широкозонных полимерных диэлектриков

<u>В.М. Корнилов¹</u>, А.Н. Лачинов¹, Э.Р. Жданов²

¹Институт физики молекул и кристаллов Уфимского научного центра РАН, пр. Октября, 151, Уфа. ²Башкирский государственный педагогический университет им. М. Акмуллы, ул. Октябрьской революции, 3, Уфа. e-mail: kornilov@anrb.ru

Эффекты переключения к настоящему времени наблюдались в разных классах объектов (хальстеклообразные полупроводники, когенидные аморфные пленки окислов, органические, в том числе полимерные, материалы). Очевидна перспективность использования в микроэлектронике элементов, электрическим состоянием которых можно управлять. В то же время вопрос о механизме переноса заряда при переключении из низкопроводящего в высокопроводящее состояние остается дискуссионным. Считается общепринятым, что при переключении образца (микронная или субмикронная пленка) происходит шнурование тока в наноразмерном масштабе, то есть образец становится электрически гетерогенным [1-3]. Открытым остается вопрос о способах генерации и свойствах отдельного проводящего канала.

В данной работе исследовались полимеры группы полигетероариленов, в которых ранее наблюдались эффекты переключения при разных воздействиях [1]. При работе с субмикронными полимерными пленками на металлических подложках (нержавеющая сталь) было обнаружено, что при формировании царапины часть пленки может остаться на подложке, то есть происходит расслоение пленки. По-видимому, это обусловлено тем, что адгезия полимера с металлом лучше, чем с кремнием. Этот факт позволил получить информацию о внутренней структуре полимерной пленки. Оказалось, что полимерная пленка состоит из глобул продолговатой формы с поперечным размером 50-80 нм, причем глубина впадин между глобулами составляет 5-10 нм.

При формировании полимерной пленки из раствора следует ожидать, что границы между глобулами будут служить концентраторами дефектов, оборванных связей, боковых фрагментов макромолекулы. В частности, для полигетероариленов боковым является фталидный фрагмент, одна из связей которого может поляризоваться при захвате низкоэнергетического электрона. Методами математического моделирования было показано, что полимерные молекулы сворачиваются в клубок с преимущественной ориентацией боковых фрагментов на поверхности глобулы. При образовании пленки образуется большое количество межглобулярных границ. Если достаточно тонкая (субмикронная) пленка находится в контакте с металлом, глубина проникновения инжектированного заряда сравнима с толщиной пленки. В результате межглобулярные границы становятся сетками заряженных дефектов и, соответственно, средой, в которой происходит перенос заряда.

Для проверки данного предположения была изготовлена модельная структура, состоящая из двух последовательно нанесенных полимерных пленок. Ожидалось при этом, что граница раздела двух полимеров будет представлять собой транспортный слой, формирующийся при взаимной ориентации боковых фрагментов. Известно, что функциональные группы полимеров ориентируются преимущественно по нормали к поверхности раздела «полимер – воздух» [4]. Аналогичная ориентация должна происходить при формировании полимерной пленки на поверхности другой. Экспериментальные образцы представляли собой многослойную структуру, схематично представленную на рис. 1. Полимерная пленка формировалась на поверхности очищенной полированной стеклянной подложки методом центрифугирования из раствора. Остатки растворителя удалялись из пленки путем последовательной сушки сначала на воздухе при комнатной температуре в течение 30 минут и 40 минут при температуре 150 °C. Затем через теневую маску методом вакуумного напыления на поверхности полимерной пленки формировались металлические электроды. Последним этапом было нанесение второго полимерного слоя с соблюдением всей последовательности технологических операций. Толщина каждого из слоев составляла около 300 нм.



Рис. 1. Структура экспериментального образца.

В процессе изготовления образца проводился контроль удельного сопротивления двухзондовым методом. После изготовления электродов на поверхности первой пленки (рис. 1, *b*) удельное сопротивление составило $\rho \sim 10^7$ Ом·см (рис. 1, *d*, кривая 2, U = 10 В); после нанесения второго полимерного слоя удельное сопротивление уменьшалось до $\rho \sim 10^3$ Ом·см (рис. 1 *d*, кривая *l*, U = 10 В).

Для уточнения возможного вклада переноса носителей заряда вдоль интерфейса «полимер – подложка» были дополнительно изготовлены об-

разцы с электродами на поверхности стеклянной подложки (рис. 1, *c*). В этом случае удельное со-противление составило $\rho \sim 10^8$ Ом·см (рис. 1, *d*, кривая 3, U = 10 В).

Анализ ВАХ, полученной при измерении транспорта носителей заряда вдоль границы полимер/полимер (рис. 2, d, кривая l) показал, что она хорошо аппроксимируется функцией вида $I = kU^n$. Подобные зависимости можно интерпретировать в рамках инжекционной модели. Этот вывод не противоречит результатам ранее проведенных исследований электронных транспортных свойств системы «металл – полидифениленфталид – металл» [5]. На ВАХ хорошо различаются два участка с разными показателями степени n: при малых напряжениях показатель равен единице, при больших напряжениях ВАХ сверхлинейная с показателем, близким к 2.

Напряжение, при котором происходит переход от линейного к сверхлинейному участку соответствует ситуации, когда концентрация термически генерируемых равновесных свободных зарядов становится сравнимой с концентрацией инжектируемых зарядов. Исходя из этого, можно рассчитать подвижность носителей заряда μ по формуле [6] $\mu = JL^3/\Theta\epsilon\epsilon_0 U^2$.

Плотность тока *J* оценивалась исходя из значения тока и площади, через которую протекал ток. Параметр Θ определяется как отношение минимального и максимального значения токов участка ПЗЛ. Величина *U* соответствует напряжению в точке перехода от линейного к квадратичному закону. Подвижность носителей заряда составила $3,76 \cdot 10^{-2} \text{ см}^2 \cdot \text{B}^{-1} \cdot \text{c}^{-1}$. Эта величина является чрезвычайно высокой для такого типа материалов и почти на пять порядков превышает объемную подвижность, измеренную времяпролетным методом $(10^{-6} \text{ см}^2 \cdot \text{B}^{-1} \cdot \text{c}^{-1}$ [7]).



Рис. 2. Температурные зависимости проводимости транспортного слоя, измеренные по двухзондовому (*1*) и четырехзондовому (*2*) методу.

На рис. 2 показаны температурные зависимости электропроводности, измеренные для двух разных экспериментальных конфигураций. Кривая *1* соответствует двухзондовому методу. Она имеет вид, характерный для инжекции носителей заряда в полимерную пленку, ограниченной барьером Шоттки. Кривая 2 была получена при измерении проводимости четырехзондовым методом, исключающим влияние барьеров на контакте металлполимер. Ход кривой 2 соответствует металлическому типу температурной зависимости. При этом значение удельного сопротивления вдоль границы раздела составляет $\rho = 6,3$ Ом·м.

Для визуализации внутреннего строения полимерных слоев был использован метод атомносиловой микроскопии механически надорванной полимерной пленки. Ожидалось при этом, что поверхность разрыва будет формироваться по неоднородным или напряженным участкам полимера. Было показано, что при соблюдении технологических параметров при последовательном нанесении полимерных слоев между ними формируется граница раздела, имеющая конечную толщину порядка 12–20 нм.

По-видимому, столь высокая проводимость на границе раздела двух полимерных пленок, с большими значениями подвижности может быть обусловлена формированием в области контакта полимерных пленок двумерного электронного газа. Относительно низкие значения проводимости и подвижности, полученные в данной работе, по сравнению с параметрами интерфейсов неорганических диэлектриков [8–9] могут быть связаны с большим количеством дефектов на границе «полимер – полимер», обусловленных несовершенством технологии получения этой границы.

Таким образом, в результате данной работы показана связь между высокопроводящим состоянием в полимерной пленке и ее внутренним строением, что позволяет по-новому подойти к изучению механизма переноса заряда.

Работа выполнена при поддержке грантов РФФИ №08-02-12042-офи; 08-02-97003-р_поволжье_а; 09-03-00616-а.

1. Лачинов А.Н., Воробьева Н.В. // УФН, **176**, 1249 (2006).

2. Электронные явления в халькогенидных стеклообразных полупроводниках / Под ред. К.Д. Цэндина. СПб.: Наука, 1996. 486 с.

3. *Као К., Хуанг В.* Перенос электронов в твердых телах : В 2 ч. Ч. 2 / Пер. с англ. М.: Мир, 1984. 368 с.

4. Schefefold F., Budkowski A., Steiner U. et al. // J. Chem. Phys., **104**, 8795 (1996).

5. Бунаков А.А., Лачинов А.Н., Салихов Р.Б., ЖТФ, **73**, 104 (2003).

6. Ламперт М., Марк П. Инжекционные токи в твердых телах. М.: Мир, 1973. – 416 с.

7. Тамеев А.Р., Лачинов А.Н., Салихов Р.Б., Бунаков А.А., Ванников А.В. // Журнал физической химии, **79**, 2266 (2005).

8. Ohtomo A. & Hwang H.Y.A. // Nature, **427**, 423 (2004).

9. Zhong, Zhicheng and Kelly, Paul J. // Europhysics Letters, 84, 27001 008.

Edge localized modes of cold neutrons and X-Rays in periodic condensed media

V.A. Belyakov¹, N. Kaputkina²

¹L.D. Landau Institute for Theoretical Physics, Kosygin str. 2, 119334 Moscow. ²State Technological University "Moscow Institute of Steel and Alloys", Lewinski pr.4, 119991 Moscow.

The problem of electromagnetic waves localization in a layer of periodic media is common for any wave length of radiation. However best of all it is studied for the optical wave length range [1]. Some essential effects as the lowering of lasing threshold or the enhancement of a wave absorption in the layer due to this localization were revealed and observed [2-5]. We present a study of the X-Ray localization in crystals of finite size and of the neutron localization in layers of periodic media. Due to the similarity of the both phenomena and absence of publications on the neutron localization by the mechanism similar to the one for electromagnetic waves localization we present a consideration of the problem for neutrons and then discuss the specific of the obtained results application to the case of X-Rays.

The problem of neutrons space localization is of significant importance as for the refining of the neutron properties so for the fundamental physics researches [6]. The known examples of neutron localization are atomic nuclei (localization scale order of 10^{-12} cm), ultra cold neutrons [6] (Neutron energy $\sim 10^{-7}$ eV, localization scale order of 10 cm), localization in the Earth field of gravity [7] (Neutron energy $\sim 10^{-12}$ eV, localization scale order of 10^{-3} cm). In the presentation neutron localization in periodic condensed media is theoretically studied. It is found that for definite discrete neutron energies quasi stationary localized in the layer eigen solutions of the corresponding Schrodinger equation exist. The localization life time of these solutions is strongly dependent on the layer thickness being finite for a finite layer thickness and approaching to the infinity with infinite growth of the layer thickness as third power of the layer thickness. The problem was solved in the dynamic diffraction theory approximation [8] for the neutron propagation direction coinciding with the periodicity axes (normal incidence at the layer). The expressions for neutron eigen wave functions in a periodic medium, reflection, transmission coefficients and neutron wave function in the layer as a function of the incident at the layer neutron energy were found. It happens that for the definite discrete neutron energies the amplitudes of the neutron wave function in the layer reach sharp maxima. The corresponding energies are just outside of the neutron stop band (energies forbidden for neutron propagation in the layer) and coincide with the energies of localized in the layer neutron edge modes (NEM) numerated by integer numbers n which are direct analogy of the known for photonic crystals optical edge modes [1, 5]. Dispersion equation for the localized neutron edge modes is found and analytically solved for the case of thick layers. A rough estimate for the localization length L

is $L \sim (dbN)^{-1}$, where b is the neutron scattering length, d is the crystal period and N is the density of nuclei in the crystal. The same analysis of the problem is performed for periodical structures of long period (larger than interatomic distance in the crystals) by solving the Schrodinger equation for coordinate dependent effective potential [6]. The estimates of the localized neutron life time show that the life time $\sim 10^3$ sec (close to the free neutron life time) for thermal neutrons (neutron energy $\sim 10^{-2}$ eV) demands perfect crystals of too large size $\sim 10^2$ cm. A more moderate structures size $\sim 10^{-1}$ cm. for the same localization life time occurs for neutron energy $\sim 10^{-4}$ eV. Fig. 1 presents the distribution of the neutron density probability for NEM in a layer (where δ is the amplitude of the neutron refractive index modulation). As one sees the number of the neutron density probability maxima just coincides with the NEM number *n*.



Fig. 1. Calculated NEM neutron density of probability (arbitrary units) versus the coordinate (in the dimensionless units $2\pi z/d$) inside the layer for the three first edge modes ($\delta = 0.05$, L/d = 33, n = 1, 2, 3). The presented curves are the envelopes of fast oscillations with period coinciding with the neutron wave length.

The Fig. 2 explains why the NEM life time is finite showing the density of probability coordinate distributions of the waves propagating inside and outside of the layer close to the layer surfaces. One can see that at the layer surface the density of probability of the wave propagating inside the layer is strictly zero, but for the same point the density of probability of the wave propagating outside the layer is not zero, however small. It means that the NEM neutron is leaking from the layer through its surfaces and only for an infinitely large layer thickness L the leaking decreases to zero and the NEM life time becomes infinite.



Fig. 2. Calculated NEM neutron density of probability (arbitrary units) versus the coordinate (in the dimensionless units $2\pi z/d$) close to the layer surface for the plane wave directed inside (bold line) and outside the layer for the first edge mode ($\delta = 0.05$, L/d = 33, n = 1).

The problem of NEM excitation by a neutron wave is quite essential for the experimental observation of NEM. The Fig. 3 shows that the amplitude of a NEM excited in the layer by an incident wave (of unit amplitude) reaches sharp maxima for the incident wave frequencies coinciding with the NEM frequencies (energies).



Fig. 3. Calculated squared amplitude of the NEM Ψ -function close to the four NEM "frequencies" excited by an incident wave with unit amplitude ($\delta = 0.05$, L/d = 350).

Similarly to the optical edge modes [5] the NEM reveal anomalously strong absorption of neutrons in a layer at the neutron energies coinciding with the NEM energies. The absorption of neutrons in a layer characterized by 1-R-T, where R and T are reflection and transmission coefficient of the layer, respectively, reaches a maximum at the NEM energies. An especially strong enhancement occurs for weakly absorbing substances. What is important from the experimental view point the maximal absorption occurs for a special relationship between the layer thickness L, period and depth of neutron refractive index modulation in the layer and the NEM number n. The calculation results showing the absorption enhancement are presented at Fig. 4.

Similar to the NEM edge localized modes exist in perfect crystals for X-Rays (XEM). Their properties in general are similar to the ones of NEMs.



Fig. 4. Neutron absorption in the layer (1-R-T) calculated versus the wave vector $(L/d = 300/2\pi, \delta = 0.05)$ for $\gamma = 0.001$, where $\gamma/2$ is the imaginary part of the neutron refractive index.

Because X-Rays are interacting with the condensed matter much stronger than neutrons the XEM may be observed in perfect single crystals of quite moderate size ($L \ge 10 \ \mu m$). Due to high demands to the X-Ray monochromatization and the need to vary X-Ray wave length in the corresponding experiments the modern synchrotron radiation sources look as most suitable for the XEM observation.

Note that the effect of anomalously strong absorption of X-Rays at the XEM frequency (and correspondingly the enhancement of inelastic channels of X-Ray interaction with a sample) may be used for the XEM observation. The effect of anomalously high X-Ray amplification at the XEM frequency (observed in optical wave length range as a lowering of the lasing threshold [1, 5]) may occur to be relevant to the problem of X-Ray lasing.

The possible ways of NEM and XEM observation are briefly discussed.

The work is supported by the RFBR grants 09-02-90417-Ukr_f_a, 10-02-00417-a, 10-02-92103-JP_a.

1. *Kopp, V.I.* Lasing in chiral phoytonic structures / V.I. Kopp, Z.-Q. Zhang, and A.Z. Genack //Prog. Quant. Electron. 2003. V. 27, № 6. P. 369.

2. *Il'ichishin, I.P.* Generaton of tunable radiation by impurity cholesteric liquid crystal / I.P. Il'ichishin, E.A. Tikhonov, V.G.Tishchenko and M.T.Shpak // JETP Lett. 1980. V. 32. P. 24.

3. *Belyakov, V.A.* Low threshold lasing in chiral LC/ V.A. Belyakov // MCLC. 2006. V. 453. P. 43.

4. *Matsuhisa, Y.* Low threshold lasing / Y. Matsuhisa, Y. Huang, Y. Zhou [et al.] //Appl. Phys. Lett. 2007. V. 90. P. 091114.

5. Belyakov, V.A. Edge optical modes / V.A. Belyakov, S.V. Semenov // JETP. 2009. V. 109, № 4. P. 687.

6. Strelkov, A.V. Ultra cold neutrons / A.V.Strelkov // Phys. Usp. 2004. V. 47. P. 511.

7. Nesvizhevskii, V.V. Neutron localization // Phys. Usp. 2004. V. 47. P. 515.

8. *Belyakov, V.A.* Diffraction Optics of Complex Structured Periodic Media / V.A. Belyakov. – New York : Springer Verlag, 1992. – Chapt. 7.

Обнаружение квазипериодических граней {11*n*}, *n* = 7...11 в образцах с Ge/Si квантовыми точками с помощью рентгеновской рефлектометрии скользящего падения

Л.И. Горай,^{1,2} Н.И. Чхало³, Ю.А. Вайнер³

¹Санкт-Петербургский академический университет, ул. Хлопина, 8/3, Санкт-Петербург, 194021. ²Институт аналитического приборостроения РАН, Рижский пр. 26, Санкт-Петербург, 190103.

³Институт физики микроструктур РАН, ГСП-105, Нижний Новгород, 603950.

e-mail: lig@skylink.spb.ru

Благодаря независимости от кристаллической структуры образцов и имеющихся в них напряжений, методы рентгеновской рефлектометрии являются важнейшими для исследования морфологии границ нанообъектов [1]. С помощью высокоразрещающей рентгеновской рефлектометрии скользящего падения (ВСРР) недавно был проведен анализ рентгеновского рассеяния на образцах с мультиплицированными ансамблями КТ, выращенных методом молекулярно-пучковой эпитаксии (МПЭ) в системе In(Ga)As/GaAs [2]. Установлено, что положение экспериментально обнаруженных пиков интенсивности диффузного рассеяния полностью определяется углом наклона α пирамидальных граней КТ (условие блеска дифракционных решеток), что ранее было предсказано теоретически. Общий подход для определения угла α, который в среднем может отличаться от соответствующего кристаллографического угла, связан с численным решением обратной задачи рассеяния со строгими граничными условиями и условиями излучения, что является весьма ресурсоемким в коротковолновом диапазоне спектра, даже для двумерных моделей [3]. Поэтому в рентгеновском диапазоне для решения задачи рассеяния используются различные приближения, такие как борновское приближение и борновское приближение деформированной волны, заметно упрощающие решение, но не всегда дающие верные результаты. Проведенное сравнение с результатами моделирования рассеяния на основе строгого метода рассеяния показывает, что простое геометрическое условие $2\alpha = \theta_{inc} - \theta_{diff}$ или $2\alpha = 180^{\circ} - \theta_{diff}$ $-(\theta_{inc} + \theta_{diff})$ позволяет точно определять α по положению пика интенсивности с углом падения θ_{inc} и углом дифракции θ_{diff}, форма которого зависит от многих параметров [2]. Таким образом, решение трудоемкой обратной задачи рассеяния по определению α сводится к применению элементарной формулы. Кроме того, по положению и амплитуде брэгговских пиков определяются величины шероховатости /диффузности интерфейсов и высота КТ.

В данной работе по аналогичной методике впервые охарактеризованы МПЭ-структуры с однослойными незарощенными и многослойными зарощенными Ge/Si КТ. Исследуемые образцы с Ge КТ были выращены методами МПЭ на вицинальной поверхности Si (001) на установке BALZERS UMS 500P [4]. Однослойные образцы № 1 и 2 с Ge КТ без покрывающего слоя были получены путем осаждения Ge при температуре 700 °C на предосажденный напряженный SiGe слой с 10 и 20% содержанием Ge, выращенный на буферном 100 нм слое Si. Многослойный образец № 3 с КТ типа dome и 20 слоями Ge/Si сверхрешетки с периодом 30 нм был выращен при 650 °C на 50 нм подслое Si и имел такой же закрываюций слой. Многослойный образец № 4 с ругатіd и hut типами КТ и 20 слоями Ge/Si сверхрешетки с периодом 11,7 нм был выращен при 550 °C на 50 нм подслое Si с таким же закрывающим слоем.

Исследования морфологии поверхности подложек и выращенных структур были выполнены с помощью АСМ. АСМ использовалась для исследования размеров и поверхностной плотности самоорганизующихся наноостровков, а также для определения шероховатости поверхности подложек и буферных слоев Si. АСМ измерения проводились ех situ на воздухе, в полуконтактном режиме на микроскопах Solver Pro и Nanoscope III.

Измерения зеркального и диффузного рассеяния методом ВСРР проводились на рефлектометре Philips Expert'Pro с четырехкристальным Ge-монохроматором в режимах $\theta/2\theta$ сканирования при съемке кривых качения, в и 20 – при изучении индикатрис диффузного рассеяния. Измерения проводились на длине волны λ Си $K_{\alpha 1} = 0,154$ нм. В качестве детектора использовался газоразрядный счетчик с предельно низкими, порядка 0,1 кванта/с, собственными шумами, на входе которого устанавливалась регулируемая щель [2]. Расстояние до образца равнялось 320 мм, ширина щели на кристалл-монохроматоре для получения интенсивного сигнала при измерении рассеянного света составляла 100 мкм, высота - 1-5 мм, шаг сканирования выбирался в диапазоне 0,001-0,005° в зависимости от необходимого разрешения при угловой расходимости пучка 0,003°. Щель на детекторе варьировалась в диапазоне от 0,1 до 3 мм.

Для проведения расчетов на основе строгой электромагнитной теории в работе использовался модифицированный метод граничных интегральных уравнений (МИМ) [3], оказавшийся весьма точным и достаточно быстро сходящимся в области больших отношений характерного периода D и высоты h КТ к длине волны λ (~10³ и ~10²). Ошибка проводимых вычислений, оцениваемая из энергетического баланса, составляла величину ~10⁻⁶ при использовании 400–1600 точек коллокации на каждой из границ моделируемых структур. Время вычисления кривой интенсивности рассея-

ния с одним статистическим набором параметров на рабочей станции с 2×Quad-Core Intel® Xeon® 5355 (2,66 ГГц), FSB 1333 МГц и 16 Гбайт ОЗУ составляет ~2 минут при работе под Windows Vista® Ultimate 64-bit с 8× распараллеливанием.

Углы наклона граней островков (впадин) были определены с высокой точностью ($\pm 0,1^{\circ}$) из измеренных положений пиков диффузного рассеяния в прямом пространстве в основном по преимущественным направлениям квазипериодичности [110] и [1–10]. Полученные с помощью ВСРР типичные экспериментальные и теоретические кривые интенсивности диффузного рассеяния для структуры № 2 представлены на рисунке. Положение и форма основных пиков, соответствующих отражению от граней {11*n*}, *n* = 7...11, хорошо согласуются для обоих образцов, в то время как для сравнения их величин необходимо сведение трехмерной задачи рассеяния к двумерной [2].

Обнаруженные в образцах отражения от граней $\{11n\}, n = 7...11$ свидетельствуют, скорее всего, о наличие ямок роста, имеющих структуру перевернутых пирамид [5]. Наличие подобных граней также возможно в куполообразных КТ. Отражения от {119} (кристаллографический угол 8,9°) мы уверенно наблюдали как в образцах с одним слоем, так и в многослойных образцах с закрывающим слоем, как соответствующих структуре КТ типа pyramid и hut, так и типа dome. С ростом угла скольжения максимумы пиков интенсивности смещаются в сторону больших углов рассеяния, что соответствует теории. Наличие ямок перед основанием некоторых КТ также наблюдалось в исследуемых образцах с помощью АСМ, однако определение их морфологии требует дальнейшего изучения. Обнаружение характерных для упорядоченных КТ ростовых ямок с гранями $\{11n\}, n = 7...11$ в образцах с неупорядоченными Ge/Si КТ говорит об общности моделей образования КТ.

Было обнаружено и исследовано небольшое (несколько градусов) отклонение средних нормалей к отражающим граням относительно [110] и [1-10], значительно влияющее на изменение интенсивности пикового рассеяния. Экспериментальные ВСРР исследования граней ямок и КТ свидетельствуют: 1) дальний порядок в распределении самоорганизующихся КТ в различных образцах, выращенных на вицинальных (001) подложках с буферным слоем Si, практически отсутствует в направлениях [100] или [010]; 2) хорошо выраженной плоскостности соответствующих граней КТ может не быть [1].

Таким образом, традиционное использование ВСРР для определения параметров слоев и несовершенства границ расширено в предложенном способе до определения геометрии островков, ямок и КТ, выращиваемых в различных системах эпитаксиальными методами. Для получения высокоинтенсивного диффузного отражения от граней Ge/Si КТ по направлениям характеризации, в т.ч. [100] или [010], они должны выращиваться на периодических масках. Чтобы форма КТ не становилась линзеобразной, следует понижать температуру нанесения закрывающего слоя.

Авторы благодарны А.В. Новикову (ИФМ, РАН) за предоставленные образцы и полезные обсуждения. Данная работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (грант № 06-02-17331).



Интенсивности диффузного рассеяния образца № 2 при скользящем падении излучения под углом 0,304°: (*a*) измерение при разориентации образца на +5° относительно [110] или [1–10]; (*b*) расчет.

1. *Stangl, J.* Structural properties of self-organized semiconductor nanostructures / J. Stangl, V. Holy, G. Bauer // Rev. Mod. Phys. 2004. V. 76, № 3. P. 725–783.

2. Горай, Л.И. Определение углов наклона и высот граней квантовых точек из анализа диффузного и зеркального рентгеновского рассеяния / Л.И. Горай, Н.И. Чхало, Г.Э. Цырлин // ЖТФ. 2009. Т. 79, вып. 4. С. 117– 124.

3. *Goray, L.I.* Specular and diffuse scattering from random asperities of any profile using the rigorous method for x-rays and neutrons // Proc. SPIE. 2009. V. 7390. P. 73900V-1–11.

4. Vostokov, N.V. GeSi/Si(001) structures with selfassembled islands: growth and optical properties / N.V. Vostokov, Yu.N. Drozdov, D.N. Lobanov, A.V. Novikov, M.V. Shaleev, A.N. Yablonskii, Z.F. Krasilnik, A.N. Ankudinov, M.S. Dunaevskii, A.N. Titkov, P. Lytvyn, V.U. Yukhymchuk, M.Ya. Valakh // Quantum Dots: Fundamentals, Applications, and Frontiers / B.A. Joyce [et al.] eds. Netherlands: Springer, 2005. P. 333–351.

5. *Bauer*, *G.* Self-assembled Si and SiGe nanostructures: New growth concepts and structural analysis / G. Bauer, F. Schaffler // Physica Status Solidi (a). 2006. V. 203, № 14. P. 3496–3505.

Рассеяние рентгеновских лучей на многослойных структурах с квантовыми точками

В.И. Пунегов¹, Н.Н. Фалеев²

¹ Коми Научный Центр УрО РАН, ул. Коммунистическая д. 24, Сыктывкар.

² University of Delaware Dept. of Electrical and Computer Engineering, 140 Evans, Hall Newark, USA.

e-mail: vpunegov@dm.komisc.ru

Полупроводниковые квантовые точки (КТ) представляют большой интерес в связи с их уникальными структурными и электронными свойствами. Современные тонкопленочные технологии, такие как молекулярно-лучевая эпитаксия и металлоорганическое осаждение из газовой фазы, позволяют выращивать гетероструктуры с КТ высокого кристаллического совершенства.

В работе методом высокоразрешающей рентгеновской дифрактометрии исследуются структуры лазерного типа, включающие сверхрешетки (СР) с КТ в активной области. Исследуемые структуры выращены методом молекулярнопучковой эпитаксии при одних и тех же ростовых параметрах на подложках GaAs толщиной порядка 500 мкм. Поверх буферного слоя GaAs толщиной 300–350 нм во всех образцах выращен относительно толстый микронный слой AlGaAs (концентрация Al – 64%) и слой GaAs толщиной 100 нм, на котором создавалась СР со сложным (политипным) периодом. Первый образец содержал сверхрешетку с тремя, второй – шестью и третий – десятью периодами.

В процессе эпитаксиального роста слой с КТ формировался на смачивающем слое InAs толщиной 0,3 нм. Заращенные арсенидом галлия квантовые точки представляют собой неоднородный градиентный слой InGaAs толщиной 5-6 нм, поверх которого во всех образцах выращивалась сглаживающая девятипериодная СР (AlAs)/(GaAs). Структура периода сглаживающей СР была следующей: в первом и во втором образце два монослоя AlAs чередовались с двенадцатью, а в третьем - десятью монослоями GaAs. Суммарная толщина сглаживающей СР в первых двух образцах составляла 43-44 нм, в третьем - 36 нм. В итоге суммарная толщина периода составной СР в первых образцах приблизительно равна 55 нм, в третьем образце -47 нм. Сверху активной области в образцах выращены «волноводный» слой GaAs толщиной порядка 100 нм, микронной толщины слой AlGaAs и верхний контактный слой GaAs толщиной 250 нм.

В рентгеновской дифрактометрии слой In-GaAs является источником диффузного рассеяния, где роль дефектов играют КТ.

Вычисления углового распределения интенсивности когерентного рассеяния от всей многослойной системы проводились на основе рекуррентной процедуры динамической теории рассеяния [1]. Расчеты амплитуды отражения от политипной СР выполнены с использованием решения [2]

$$R^{c} = iF_{s} L_{s} W \exp\left(i(N-1)\sum_{p=1}^{P} A_{p}l_{p}\right),$$
(1)

где интерференционная функция Лауэ *N*-слойной сверхрешетки имеет вид

$$L_{s}(q_{z}) = \frac{\sin\left(N\sum_{p=1}^{P}A_{p}(q_{z})l_{p}\right)}{\sin\left(\sum_{p=1}^{P}A_{p}(q_{z})l_{p}\right)}.$$
 (2)

Здесь $A_p = ((ba_0 - q_z) + \varepsilon_p h)/2$ – угловой параметр. Величина $\varepsilon_p = \Delta d_p / d$ определяет относительную деформацию слоя толщиной l_p относительно подложки. Структурная амплитуда политипной СР запишется как

$$F_{s} = \sum_{p=1}^{p} a_{p} f_{p} \quad \frac{\sin(A_{p} l_{p})}{A_{p}} \quad \exp\left(i\sum_{k=1}^{p-1} 2A_{k} l_{k} + iA_{p} l_{p}\right), (3)$$

где a_p и f_p – рассеивающая способность и статический фактор Дебая – Валлера слоя с номером p. Латеральная функция $W(q_x)$ определена в [3], остальные параметры введены в [1–3].

Выражение для интенсивности диффузного рассеяния от СР в обозначениях [4] имеет вид

$$I_{h}^{d}(\boldsymbol{q}) = |a_{h}|^{2} (1 - f^{2}) \quad L(q_{x}, q_{y}) T_{SL}(q_{z}) \tau(\boldsymbol{q}) , \quad (4)$$

где $L(q_x, q_y)$ – интерференционная латеральная площадь корреляции наноструктур,

$$T_{SL}(q_z) = \sum_{n=-\infty}^{\infty} T_n(q_z)$$

– интерференционная длина корреляции КТ в структуре СР, $T_n(q_z)$ – корреляционная длина *n*-го сателлита [4].

Экспериментальные измерения проводились на высокоразрешающем трехкристальном рентгеновском дифрактометре системы XPetr-MRD с использованием CuK_{а1}-излучения.

Анализ экспериментальных данных проводился методом численного моделирования когерентного и диффузного рассеяния от СР. Начальное приближение компьютерных вычислений выбрано для модели гетероструктуры с учетом вышеизложенной априорной (технологической) информации.

На рис. 1 представлены расчетная и экспериментальная карты распределения интенсивности рассеяния рентгеновских лучей вблизи узла (004) обратной решетки GaAs от CP, содержащей три периода с квантовыми точками. На рис. 2 и 3 показаны расчетные и экспериментальные карты распределения интенсивности рассеяния от образцов с шестипериодной и десятипериодной сверхрешетками. В случае дифракции на CP с тремя периодами диффузное рассеяние от КТ проявляется слабо. Оно заметно лишь вблизи двух первых сателлитов. В расчетах учитывалось диффузное рассеяние от подложки, а также верхнего и нижнего слоев AlGaAs микронной толщины.



Рис. 1. Расчетная (*a*) и экспериментальная (*b*) карты распределения интенсивности рассеяния рентгеновских лучей вблизи узла (004) обратной решетки GaAs от трехпериодной сверхрешеточной структуры с квантовыми точками (образец № 1).



Рис. 2. Расчетная (*a*) и экспериментальная (*b*) карты распределения интенсивности рассеяния рентгеновских лучей вблизи узла (004) обратной решетки GaAs от шестипериодной сверхрешеточной структуры с квантовыми точками (образец № 2).

Дифракция рентгеновских лучей на гетероструктурах с шестью и десятью сверхрешеточными периодами сопровождается заметным выходом диффузного рассеяния вокруг когерентных сателлитных максимумов. Обращает на себя внимание тот факт, что угловые положения пиковых значений диффузного рассеяния сдвинуты относительно когерентных максимумов. Это явление может быть объяснено отличием средней деформации СР для когерентного и диффузного рассеяния. Иными словами, диффузное рассеяние возникает не по всей толщине периода сверхрешетки, а только в той ее части, в которой присутствуют наведенные квантовыми точками деформации.



Рис. 3. Расчетная (*a*) и экспериментальная (*b*) карты распределения интенсивности рассеяния рентгеновских лучей вблизи узла (004) обратной решетки GaAs от десятипериодной сверхрешеточной структуры с квантовыми точками (образец № 3).

В процессе численного моделирования учитывались такие параметры, как статистическое распределение КТ по размерам, наличие деформаций вне объема наноструктур, а также использовалась модель мозаичного кристалла для описания диффузного рассеяния от подложки и сглаживающих микронных слоев AlGaAs.

Средний радиус КТ составлял 15 нм, расстояние между КТ находилось в пределах 50–60 нм. Средняя вертикальная длина корреляции между КТ для всех образцов приблизительно равна двум толщинам периода СР, дисперсия корреляционной длины составляла четверть периода.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (грант № 10-02-00445-а).

1. *Punegov V.I.* X-ray diffraction from multilayer structures with statistically distributed microdefects // Physica status solidi (a). 1993. V. 136, N 1. P. 9–19.

2. Пунегов В.И. Кинематическая рентгеновская дифракция на политипной сверхрешетке с дефектами / В.И. Пунегов, Я.И. Нестерец // Письма в ЖТФ. 1994. Т. 20, вып. 16. С. 62–67.

3. *Punegov V.I.* Characterization of InP porous layer by high-resolution x-ray diffraction / V.I. Punegov, A.A. Lomov, K.D. Shcherbachev // Physica Status Solidi (a). 2007. V. 204, № 8. P. 2620–2625.

4. *Пунегов В.И.* О рассеянии рентгеновских лучей на сверхрешетке с квантовыми точками // Письма в ЖТФ. 2008. Т. 34, вып. 20. С. 8–14.

Структурные и электрические свойства гранулированных пленок из аморфных наночастиц Si, полученных методом лазерного электродиспергирования

С.А. Гуревич¹, Д.А. Андроников¹, В.Ю. Давыдов¹, В.М. Кожевин¹, И.В. Макаренко¹, А.Н. Титков¹, Д.А. Явсин¹, Т.Л. Кулова², А.М. Скундин²

¹ Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, ул. Политехническая, 26, Санкт-Петербург. ² Институт физической химии и электрохимии им. А.Н. Фрумкина РАН, Ленинский пр., 31, Москва. e-mail: gurevich@quantel.ioffe.ru

Интерес к исследованию свойств наноструктурированного кремния (nc-Si) в значительной мере обусловлен новыми возможностями, которые открываются в связи с использованием этого материала в различных областях, включая, например, создание высокоэффективных фотоэлектрических преобразователей солнечной энергии [1] или литий-ионных аккумуляторов с большой энергоемкостью [2].

В данной работе наночастицы кремния были получены методом лазерного электродис-пергирования (ЛЭД) [3]. Метод основан на лазерной абляции объемной мишени (Si), при этом параметры процесса выбираются так, что инжектируемые с мишени капли расплавленного материала заряжаются в плазме лазерного факела до порога неустойчивости и делятся с образованием наночастиц. Главная особенность полученных структур состоит в том, что наночастицы Si находятся в аморфном состоянии. Благодаря этому частицы не коагулируют даже при непосредственном контакте друг с другом, что позволяет получать гранулированные пленки из плотно упакованных частиц, при этом толщина пленки задается временем нанесения.

Структурные свойства полученных гранулированных пленок Si исследовались методами сканирующей туннельной микроскопии (СТМ), атомно-силовой микроскопии (АСМ) и рамановского рассеяния (РР). Для СТМ-исследований частицы наносились на подложки из пиролитического графита; измерения проводились в высоком вакууме после предварительного прогрева образцов при 600°С. Без предварительного прогрева изображения образцов получались сильно зашумленными. Типичное СТМ-изображение «редкой» структуры со степенью заполнения поверхности менее одного слоя частиц приведено на рис. 1, а. Как видно на гистограмме рельефа поверхности (рис. 1, б), распределение частиц по высоте лежит в интервале от 0,5 до 1,0 нм с максимумом около 0,75 нм. В то же время, как следует из рис. 1, а, средний размер частиц в плоскости подложки составляет около 3.0 нм. Такое различие размеров может быть связано с размытием изображения в плоскости вследствие конечного радиуса кривизны острия СТМ-зонда. Совместный анализ результатов СТМ- и АСМ-измерений позволил установить, что частицы Si имеют форму эллипсоида (или полусферы) со средним размером в плоскости подложки около 1,2 нм.



Рис. 1. *а* – СТМ-изображение поверхности гранулированной пленки Si, *б* – распределение частиц по высоте (подложка – пиролитический графит).

На рис. 2 приведен спектр рамановского рассеяния, полученный на пленке из наночастиц Si, нанесенных на подложку из монокристаллического кремния. Помимо узкой линии подложки, в спектре PP имеется широкая и слабоструктурированная полоса, связанная с рассеянием в слое нанесенных Si частиц. Из вида спектра следует вывод о том, что изготовленные методом ЛЭД наночастицы Si имеют аморфную структуру, также как и ранее изготовленные этим методом наночастицы различных металлов [4].



Рис. 2. Спектр рамановского рассеяния в пленке из наночастиц Si на кремниевой подложке (для сравнения приведен также спектр Si-подложки без слоя частиц).

Отметим, что на СТМ-изображениях отдельные частицы Si можно было хорошо видеть не только в редких, но и в более толстых пленках, с более развитым рельефом, толщина которых соответствует многослойному покрытию. Это означает, что полученные наночастицы Si не коагулируют даже при непосредственном контакте друг с другом в плотноупакованных пленках, что является, по-видимому, следствием их аморфной структуры. Отметим, что в отличие от этого кристаллические наночастицы коагулируют при высокой объемной (или поверхностной) плотности, если только не приняты специальные меры по стабилизации их поверхности. Исследования методами СТМ и РР показали также, что полученные частицы Si сохраняют свои индивидуальные свойства вплоть до температур ~ 900 °C.

Исследования электрических свойств гранулированных пленок Si показали, что они обладают сравнительно высокой проводимостью, сопоставимой, например, при 300 К с проводимостью кристаллического кремния с концентрацией носителей на уровне 10¹² см⁻³. Обнаружено также, что проводимость пленок практически не зависит от типа и уровня легирования исходной кремниевой мишени, из которой получены Si-наночастицы. Измерения температурных зависимостей проводимости показали, что проводимость пленок имеет активационный характер с величиной энергии активации порядка 200 мэВ. Исходя из этого, можно предположить, что в исследуемых пленках имеет место прыжковая проводимость с участием не примесных состояний, а состояний на поверхности наночастиц, не связанных с легированием материала. Разумно также предположить, что проводимость гранулированных пленок из аморфных наночастиц Si будет иметь общие черты с проводимостью объемных аморфных полупроводников [5].

Типичная экспериментальная температурная зависимость проводимости гранулированной пленки Si приведена на рис. 3. Видно, что эта зависимость хорошо «спрямляется» в координатах $\ln(\sigma T^{1/2})$ от $T^{-1/4}$, т.е. описывается законом Мота для проводимости с переменной длиной прыжка.



Рис. 3. Температурная зависимость проводимости гранулированной пленки Si.

Отметим еще одно интересное свойство проводимости гранулированных пленок Si – величина их проводимости сравнительно мало меняется при длительной экспозиции пленок на воздухе. Если в течение первых нескольких дней после изготовления проводимость пленок уменьшается примерно в два раза относительно исходной, то в течение последующих нескольких месяцев проводимость падает на 10–20%. Этот результат показывает, что изготовленные пленки, помимо высокой структурной стабильности (отсутствие коагуляции частиц), обладают также чрезвычайно высокой стабильностью по отношению к окислению. Эти необычные свойства делают полученные структуры привлекательными для целого ряда применений.

Одно из наиболее перспективных применений полученных гранулированных пленок Si использование их в качестве материала анода литий-ионных аккумуляторов. Такие пленки можно рассматривать в качестве альтернативы аморфному кремнию, который, как известно, обладает высокой интеркаляционной емкостью по литию, но не выдерживает большого количества циклов заряда-разряда [2]. В экспериментах, гранулированные пленки из аморфных наночастиц Si наносились на электроды, изготовленные из никелевой фольги и тестировались в стандартных условиях: в герметичных трехэлектродных ячейках с литиевыми вспомогательным электродом и электродом сравнения (в качестве электролита использовали 1 М раствор LiClO₄ в смеси пропиленкарбонат – диметоксиэтан). Из полученных зарядно-разрядных кривых была определена удельная интеркаляционная емкость гранулированных пленок Si, величина которой оказалась сопоставимой с теоретическим пределом для кремния, 4200 мАч/г. Имеющиеся предварительные результаты показывают, что гранулированные пленки из аморфных наночастиц Si, помимо высокой интеркаляционной емкости, могут также обладать повышенной устойчивостью к циклированию, поскольку гранулированная наноструктура, в отличие от объемного аморфного кремния, более устойчива под воздействием значительных вариаций объема материала, обусловленных интеркаляцией и деинтеркаляцией лития.

1. Sreseli O.M., El'tsina O.S., Belyakov L.V., and Goryachev D.N. // Appl. Phys. Lett. **95**, 031914 (2009).

2. Ohara S., Suzuki J., Sekine K., Takamura T. // J. Power Sources. **136**, 303 (2004).

3. Kozhevin V.M., Yavsin D.A., Kouznetsov V.M., Busov V.M., Mikushkin V.M., Nikonov S.Yu., Gurevich S.A., Kolobov A. // J. Vac. Sci. Techn. **18**, 1402 (2000).

4. Rostovshchikova T.N., Smirnov V.V., Kozhevin V.M., Yavsin D.A., Nevskaya S.M., Nikolaev S.A., Lokteva E.S. // Catalysis Today. **105**, 344 (2005).

5. Paul D.K. and Mitra S.S. // Phys. Rev. Lett. **31**, 1000 (1973).

Молекулярная эпитаксия наноструктур на основе кремния и германия

<u>О.П. Пчеляков¹</u>, А.В. Войцеховский², А.И. Никифоров¹, Н.А. Паханов¹, А.И. Якимов¹

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

² Томский Государственный университет, просп. Ленина, 36, Томск.

e-mail: pch@ isp.nsc.ru

Наряду с относительно дешевыми технологиями получения фотопреобразователей для солнечных батарей из аморфного, поликристаллического и мультикристаллического кремния в Сибирском отделении РАН ведутся разработки монокристаллических тонкопленочных преобразователей на основе гетеропереходов германий кремний с применением нанотехнологий. Гетероструктуры на основе кремния с нанокластерами германия становятся в настоящее время перспективным материалом для фотовольтаики. Во многих научных центрах мира ведутся исследования таких структур на основе различных полупроводниковых материалов с целью применения в солнечных батареях и теплофотогенераторах. Результаты этих работ уже позволяют сделать вывод о перспективности применения нанотехнологии в этой важной области фотоэлектроники. Объединение плотного массива нанокластеров в объеме полупроводниковой матрицы квантовым транспортом носителей заряда в единую электроннодырочную подсистему приводит к образованию промежуточной (или отщепленной) разрешенной зоны. Теоретические оценки показывают, что эффективность преобразования излучения в электричество для таких материалов может достигать 60% [1]. Поэтому представляется важным развивать методы синтеза материала с промежуточной зоной на основе плотного массива нанокластеров Ge предельно малых размеров в кремниевой матрице. Для системы Ge/Si в ИФП СО РАН разработаны методы получения массивов квантовых точек Ge малого размера (<10 нм), распределенных на атомарно-чистой поверхности Si с высокой поверхностной плотностью (до 5×10¹² см⁻²). Проблемой в этом процессе является достижение малой ширины распределения нанокластеров германия по размерам. Решению этой проблемы способствует применение разработанного нами в

1991 году метода синхронизации зарождения нанокластеров [1, 2]. Очень важно, чтобы низкая температура при осаждении Ge и Si обеспечивала подавление взаимной диффузии и нанокластеры Ge практически не содержали Si. Предельно малые размеры нанокластеров при высокой степени их упорядочения удается получить при гетероэпитаксии первого субмонослоя псевдоморфной пленки на атомарно-чистой перестроенной гладкой или ступенчатой поверхности кремния. Не менее важной задачей является обеспечение предельно малых расстояний между нанокластерами германия для протекания эффектов туннельного переноса фотовозбужденных носителей заряда вдоль промежуточной разрешенной зоны. Эта проблема может быть решена путем получения вертикально упорядоченных сверхрешеток, состоящих из нанокластеров, расположенных в чередующихся слоях точно друг над другом. В этом случае расстоянием между кластерами в направлении транспорта носителей можно точно управлять, меняя толщину промежуточных слоев кремния. Воспроизводимое получение упорядоченного ансамбля квантово-размерных нанокластеров германия на поверхности кремния открывает широкие возможности в конструировании наногетеросистем для приборов фотовольтаики нового поколения.

1. Forbes D., Bailey C. et. al. // Nano-PV. First International Symposium on Nanotechnology, Energy and Space, Houston, October 25–28, 2009.

2. Марков В.А., Пчеляков О.П., Соколов Л.В., Стенин С.И., Стоянов С. МЛЭ с синхронизацией зарождения // Поверхность. 1991. Т. **4**. С. 70–76.

3. Markov V.A., Pchelyakov O.P., Sokolov L.V., Stenin S.I., Stoyanov S.S. Molecular beam epitaxy with synchronization of nucleation // Surface Science. 1991. V. **250**, \mathbb{N} 1–3. P. 229–234.

Особенности роста и свойства гетероструктур с гигантским рассогласованием периодов решеток в системе GaAs/Al_xIn_{1-x}Sb

А.Н. Семенов¹, О.С. Комков², Б.Я. Мельцер¹, В.А. Соловьев¹, Д.А. Кириленко¹, А.А. Ситникова¹, А.М. Надточий¹, П.С. Копьев¹, А.Н. Пихтин², С.В. Иванов¹

¹ ФТИ им. А.Ф. Иоффе, Санкт-Петербург, 194021, Политехническая, 26. ² СПбГЭТУ «ЛЭТИ», Санкт-Петербург, 197376, Проф. Попова, 5.

e-mail: semenov@beam.ioffe.ru

В силу своих фундаментальных свойств (малая эффективная масса электронов, высокая подвижность и проводимость, большее значение g-фактора и т. д.) InSb демонстрирует уникальные электрофизические и магнитные свойства, которые делают его притягательным как для фундаментальных исследований двумерного электронного газа в условиях сильного спин-орбитального взаимодействия, так и для прикладных применений в СВЧ-электронике, спинтронике и в качестве сенсоров. Однако обратная сторона уникальности InSb - отсутствие комплиментарных пар материалов А³В⁵, согласованных с ним по периоду кристаллической решетки, - не позволяет создавать гетероструктуры с высоким структурным совершенством. Гетероструктуры на основе слоев InSb и Al_xIn_{1-x}Sb позволяют достичь рекордных значений подвижности электронов при комнатной температуре, что наряду с максимальной из всех А³В⁵ скоростью насыщения электронов в InSb делает актуальной задачу создания сверхбыстродействующих СВЧ-полевых транзисторов на их основе [1].

Сложности создания двумерного канала в гетеропаре AllnSb/InSb связаны с необходимостью использования полуизолирующих подложек, при этом ближайшие по периоду решетки InP и GaAs характеризуются рассогласованием 10 и 14% соответственно. Поскольку основной, наиболее широко распространенный после Si материал СВЧ-электроники – GaAs, подложки GaAs являются оптимальным выбором и для роста гетероструктур с InSb КЯ. Однако из-за такого экстремально высокого рассогласования гетероструктуры с двумерным газом на основе AlInSb/InSb до сих пор мало изучены и практически не используются.

В данной работе сообщается об особенностях формирования методом молекулярно-пучковой эпитаксии (МПЭ) и исследовании слоев $Al_x In_{1-x}Sb$ в широком диапазоне составов, выращенных на подложках GaAs (100).

Объемные слои $Al_x In_{1-x}Sb$ различного состава (0 < x < 0.25) были выращены на подложках GaAs (100) ($\Delta a/a \sim 12-15\%$) с использованием установки МПЭ "RIBER 32P". Исследования структур проводились методами просвечивающей электронной микроскопии (ПЭМ), инфракрасной фурье-спектроскопии, рентгеновской дифрактометрии и *in situ* дифракции быстрых отраженных электронов (ДБОЭ). Измерения электрофизических параметров проводились с помощью эффекта Холла.

Оптимизация процесса роста твердых растворов Al_xIn_{1-x}Sb на подложках GaAs в условиях сильного рассогласования периодов кристаллической решетки происходила с использованием ДБОЭ. Установлено, что инициализация роста Sbсодержащих слоев на подложках GaAs в условиях значительного рассогласования периодов кристаллических решеток значительно облегчается при выдержке поверхности GaAs под потоком Sb в течение достаточно продолжительного времени при пониженных температурах подложки (не выше 500 °C). Показано, что реконструкция поверхности, наблюдаемая с помощью системы ДБОЭ, при этом изменяется с (2×4), характерной для поверхности GaAs в условиях Аs-стабилизированной поверхности, на реконструкцию (2×8), что свидетельствует об образовании Sb- стабилизированной поверхности (рис. 1). При этом на поверхности GaAs формируется ~ 1ML сурьмы. Эти результаты хорошо согласуются с данными, приведенными в работе [2]. При инициализации роста Sb-содержащих слоев в условиях значительного рассогласования периодов решеток, покрытие ростовой поверхности атомами сурьмы является важным моментом, поскольку позволяет максимально быстро перейти к двумерному режиму роста и компенсировать переиспарение атомов сурьмы с ростовой поверхности вследствие гигантских напряжений именно во время роста нескольких первых монослоев.



Рис. 1. ДБОЭ-реконструкция поверхности (2×8) во время выдержки GaAs под потоком сурьмы (Ts = 480 °C).

Помимо выдержки поверхности GaAs под потоком сурьмы, в качестве следующего шага, обеспечивающего относительно быстрый переход от подложки GaAs к двумерному планарному росту слоев AlInSb, использовался промежуточный буферный слой AlSb. Благодаря более сильной связи Al-Sb (по сравнению с In-Sb) инициализация роста AlSb не требует значительного увеличения потока сурьмы и при росте AlSb жидкой фазы не возникает даже при незначительном преобладании потока сурьмы над потоком алюминия [3]. Выдерж-
ка поверхности GaAs под потоком сурьмы и использование переходного слоя AlSb позволяет сохранять достаточно высокую температуру роста (необходимую для получения совершенных слоев), не увеличивая поток сурьмы и сохраняя соотношение потоков V/III групп на уровне ~2. Установлено, что характерные для трехмерного роста утолщения пропадают уже после выращивания ~200 нм AlSb.



Рис. 2. Микрофотография поперечного сечения гетероструктуры GaAs/AlInSb.

Выбор необходимой буферной структуры и оптимизация ростовых параметров (температур роста и соответствующих им отношений потоков элементов III и V групп) позволил снизить плотность дефектов у поверхности слоя AlInSb на 2 порядка по результатам ПЭМ (рис. 2) за счет постепенной релаксации упругих напряжений (буфер AlSb и Al_xIn_{1-x}Sb). Установлено, что основными дефектами в структурах GaAs/AlInSb являются дефекты упаковки, дислокации и дислокационные петли, а также микродвойники. При этом толщина слоя AlSb 0.7 мкм является достаточной для снижения плотности прорастающих дислокаций несоответствия более чем на порядок, однако другие типы дефектов подавляются заметно слабее (рис. 2).

Проведены исследования фазовой диаграммы поверхности InSb с использованием *in-situ* системы регистрации осцилляций ДБОЭ. Установлены основные поверхностные реконструкции в широком диапазоне температур подложки и потока сурьмы. Определен температурный диапазон, в котором возможен эпитаксиальный рост InSb. Нижняя температурная граница (~ 350°C) определяется образованием поликристаллической фазы сурьмы, при этом минимальная температура эпитаксии может быть достигнута при уменьшении падающего потока сурьмы и, соответственно, значительном снижении скорости роста. Увеличение температуры роста вплоть до значений, близких к температуре плавления, не приводит к заметному изменению картины ДБЭ, что, по всей видимости, характерно для большинства Sb-содержащих соединений (аналогичная картина наблюдается, в частности, для GaSb).

Лучшие из достигнутых на сегодняшний день электрофизические параметры тонких слоев InSb составили $\mu = 40\ 000\ \text{см}^2/\text{B}$ с, $n = 3.6\cdot 10^{16}\ \text{см}^{-3}$ при комнатной температуре. Также была исследована зависимость электрофизических свойств AlInSb от содержания алюминия.

Оптические измерения проводились на фурьеспектрометре VERTEX 80 в диапазоне энергий от 0.05 до 0.75 эВ. На основе измеренных спектров отражения и пропускания рассчитывались соответствующие спектры поглощения. Ширина запрещенной зоны для слоев твердого раствора определялась как посредством корневой аппроксимации края собственного поглощения, так и с учетом непараболичности энергетических зон [4]. Была получена зависимость ширины запрещенной зоны $Al_x In_{1-x} Sb$ от состава твердых растворов, известного по данным рентгеноспектрального микроанализа.

Благодаря относительно малой толщине слоев, интерференционные экстремумы в спектрах отражения наблюдались практически во всем исследованном диапазоне энергий. Это позволило не только независимо измерить толщину слоев, но и определить частотную зависимость показателя преломления InSb и $Al_xIn_{1-x}Sb$ в области собственного поглощения, где традиционные методы (такие, как метод призмы) неприменимы, а общепринятые модельные аппроксимации не действуют.

Работа выполнена при поддержке грантов РФФИ 08-02-00222 и 09-02-01500.

1. Ashley T. Heterogeneous InSb quantum well transistors on silicon for ultra-high speed, low power logic applications / T. Ashley, L. Buckle, S. Datta, M.T. Emeny, D.G. Hayes, K.P. Hilton, R. Jefferies, T. Martin, T.J. Phillips, D.J. Wallis, P.J. Wilding and R. Chau // Electron. Lett. 2007. V. **43**, Nº 14. P. 777.

2. *Whitman L.J.* The structure of Sb-terminated GaAs (001) surfaces / L.J. Whitman, B.R. Bennett, E.M. Kneedler [et al.] // Surface Science. 1999. V. **436**. P. L707–L714.

3. *Ivanov S.V.* Type-II (AlGa)Sb/InAs Quantum well structures and superlattices for opto- and microelectronics grown by molecular beam epitaxy / S.V. Ivanov, P.S. Kop'ev // Chapter in "Antimonide-related strained-layer heterostructures", ed. by M.O. Manasreh, in Ser. "Optoelectronic properties of semiconductors and superlattices". Gordon & Breach Science Publishers. 1997. V. **3**. P. 95–170.

4. Пихтин А.Н. Край собственного поглощения полупроводниковых твердых растворов с прямой структурой энергетических зон / А.Н. Пихтин, Х.Х. Хегази // ФТП. 2009. Т. **43**, № 10. С. 1301–1307.

Нелинейно-оптическая спектроскопия кремниевых наночастиц

Т.В. Мурзина, В.О. Бессонов, А.А. Никулин, О.А. Акципетров

МГУ им. М.В. Ломоносова, Физический факультет, 119992, Ленинские горы, ГСП-1, Москва. e-mail: murzina@mail.ru

Оптические и нелинейно-оптические свойства композитных структур, содержащих наночастицы кремния, представляют интерес как с точки зрения изучения наблюдаемых в них фундаментальных явлений, так и для анализа возможности практического использования таких материалов в устройствах полупроводниковой электроники и фотоники. Свойства композитных структур в большой степени определяются характерными размерами наночастиц и их взаимным расположением. В электронном спектре частиц, характерные линейные размеры которых составляют единицы нанометров, в первую очередь проявляются эффекты размерного квантования, однако влияние дискретности структуры композита может оказывать сильное влияние на его оптические свойства и при среднем размере частиц в десятки нанометров.

В данной работе исследованы размерные эффекты в оптическом и нелинейно-оптическом отклике двумерных ансамблей наночастиц кремния со средними размерами от 10 до 100 нм. При этом была использована методика спектроскопии второй оптической гармоники, обладающей высокой чувствительностью к структурной неоднородности нанокомпозитных сред на основе центросимметричных материалов [1].

Исследованные образцы были изготовлены по следующей методике [2]. На подложку из плавленого кварца методом плазменно-химического осаждения из газовой фазы наносилась трехслойная структура *a-SiN_x/a-Si:H/a-SiN_x*. Толщина слоев нитрида кремния составляла 30 нм, толщина слоя аморфного кремния, d_{a-Si}, варьировалась в диапазоне от 10 нм до 100 нм и определяла размеры будущих частиц кристаллического кремния. Затем структура подвергалась дегидрированию (30 мин при температуре 400 °C) и отжигу в азотной атмосфере при температуре 1100 °С. Согласно результатам структурного анализа, высокотемпературный отжиг приводит к кристаллизации слоя *a-Si* и формированию монослоя кремниевых наночастии (c-Si), промежутки между которыми заполнены аморфным кремнием. Средний латеральный размер *с-Si* наночастиц приблизительно равен толщине слоя *a-Si:H*.

Концентрация частиц *с-Si* в монослое была оценена из аппроксимации спектров пропускания структур с $d_{a-Si} = 10 \div 100$ нм; было получено, что поверхностный фактор заполнения для нанокристаллитов кремния сферической формы во всем исследованном диапазоне толщин d_{a-Si} составляет 0.75÷0.9. Таким образом, расстояние между соседними наночастицами составляет около 0.1 от их диаметра, т.е. единицы нанометра.

Спектроскопия второй гармоники (ВГ) была исследована на экспериментальной установке на основе перестраиваемого фемтосекундного титансапфирового лазера (диапазон перестройки длин волн 710÷840 нм). Спектральный диапазон генерации лазера позволяет исследовать нелинейнооптический отклик в области электронного резонанса кристаллического кремния, соответствующего энергиям фотона на частоте ВГ 3.34÷3.38 эВ.

Поляризация и направленность излучения на частоте ВГ указывают на когерентный характер его генерации. Нелинейными источниками ВГ являются частицы c-Si, что следует из сравнения значений интенсивности ВГ, отраженной от неотожженных и отожженных *a-SiN_x/a-Si:H/a-SiN_x*структур, а также пленок нитрида кремния. Показано, что при уменьшении размеров d_{a-Si} от 100 нм до 30 нм наблюдается значительный, более чем на 40 нм (на 0.12 эВ), спектральный сдвиг резонансных спектров ВГ в область коротких длин волн по сравнению со спектральным контуром интенсивности ВГ, характерной для поверхности монокристаллического кремния. При дальнейшем уменьшении толщины слоя *a-Si* (и, соответственно, кристаллитов *c-Si*) спектральный максимум интенсивности ВГ выходит за границы доступного для измерений спектрального диапазона, наблюдается только монотонный рост сигнала ВГ при уменьшении длины волны. Обнаруженный сдвиг не может быть объяснен эффектами размерного квантования движения носителей заряда в направлении поперек слоя.

Предложен механизм аномального размерного сдвига и трансформации спектральной формы линии полосы E0\E1 монокристаллического кремния [3] при уменьшении размеров наночастиц *c-Si* от 100 нм до 30 нм. Механизм наблюдаемого размерного эффекта заключается во влиянии нерегулярности структуры поверхности нанокристаллитов на движение электронов и, соответственно, на параметры оптических переходов в наночастицах. Учет дополнительного статического возмущения при решении квантово-механической задачи об оптических переходах в нанокристаллите приводит к сдвигу частоты перехода и увеличению эффективной константы затухания обратно пропорциональному размеру наночастицы.

1. Шен И.Р. Принципы нелинейной оптики. М. : Наука, 1989.

2. Zhang L., Chen K., Wangetal L. // J. Phys.: Condens. Matter. 14, 10083 (2002).

3. Lautenschlager P., Carriga M., Vina L., and M. Cardona // Phys. Rev. B, **36**, 4821 (1987).

Управление положением и шириной линии фотолюминесценции от гетероструктур с Ge(Si)-островками, заключенными между напряженными Si-слоями

М.В. Шалеев¹, А.В. Новиков¹, Н.А. Байдакова¹, А.Н. Яблонский¹, О.А. Кузнецов², Ю.Н. Дроздов¹, Д.Н. Лобанов¹

¹Институт физики микроструктур РАН, 603950, ГСП–105, Нижний Новгород.

² Научно-исследовательский физико-технический институт ННГУ им. Н.И. Лобачевского, 603950, Нижний

Новгород.

e-mail: shaleev@ipm.sci-nnov.ru

Введение. Интерес к структурам с Ge(Si) самоформирующимися наноостровками во многом связан с возможностью их применения в приборах кремниевой оптоэлектроники. Одним из путей увеличения эффективности излучательной рекомбинации в SiGe-гетероструктурах является пространственная локализация носителей заряда. Пространственная локализация носителей заряда обоих знаков в структурах с Ge(Si)-островками возможна за счет встраивания островков между напряженными Si-слоями. Именно в структурах, где Ge(Si)-островки заключены между напряженными Si (sSi) слоями (далее – Ge(Si)/sSi-островки), удается получить как локализацию электронов в пределах малой области пространства, так и трехмерную пространственную локализацию дырок в Ge(Si)-островках. Сравнение спектров ФЛ-структур с Ge(Si)-островками, выращенными на подложках Si(001) (далее – Ge(Si)/Si(001)-островки), и Ge(Si)/sSi-островками показывают, что при малых уровнях оптического возбуждения ширина пика ФЛ от Ge(Si)/sSi-островков заметно меньше ширины пика ФЛ от Ge(Si) островков, выращенных непосредственно на Si(001)-подложках [1, 2]. Значительно меньшая ширина пика ФЛ от Ge(Si)/sSi- островков по сравнению с пиком ФЛ от Ge(Si)/Si(001)островков вызвана преобладанием в сигнале ФЛ от Ge(Si)/sSi-островков бесфононного пика. В настоящей работе исследовано влияние параметров напряженных Si-слоев над и под островками на возможность управления шириной линии ФЛ от гетероструктур данного типа.

эксперимента. Исследованные Метолика структуры с Ge(Si)/sSi-островками были выращерелаксированных метолом ΜΠЭ на ны SiGe/Si(001) буферных слоях с малой шероховатостью поверхности. Измерения ФЛ-структур с Ge(Si) самоформирующимися островками, заключенными между напряженными кремниевыми слоями, проводились на монохроматоре АСТОМ 2300і, для регистрации сигнала ФЛ использовалась диодная линейка InGaAs OMA-V. Для возбуждения сигнала ФЛ использовался HeCd-УФ-лазер.

Результаты и их обсуждение. Проведенные ранее исследования показали, что положение пика ФЛ Ge(Si)/sSi-островков наблюдаемого в области 0.6–0.8 эВ, зависит от параметров островков [1] и от толщины sSi-слоев [2]. Структуры для исследования спектров ФЛ представляли собой Ge(Si)- островки, выращенные на релаксированном SiGe/Si(001) буферном слое и заключенные между напряженными Si-слоями толщинами d_1 под островками и d_2 над островками. Зонная диаграмма для Ge(Si)-островков, выращенных на релаксированном SiGe/Si(001) буферном слое и заключенных между напряженными Si-слоями, приведена на рис. 1. Как следует из представленной зонной диаграммы, в суммарном сигнале ФЛ от Ge(Si)/sSi-островков могут присутствовать два сигнала, обусловленных излучательной рекомбинацией носителей заряда на верхней и нижней гетерограницах островка.



Рис. 1. Зонная диаграмма структуры с Ge(Si) самоформирующимися островками, заключенными между sSiслоями.

Для структур, в которых $d_1 = d_2$, ширина пика ФЛ на его полувысоте (FWHM) составляет 55– 60 мэВ (спектр 1 на рис. 2). Одной из причин, определяющих ширину сигнала ФЛ от островков, может быть различное диффузионное размытие sSiслоев под и над островками при росте структуры.



Рис. 2. Спектры ФЛ-структур с Ge(Si)/sSi-островками с различными толщинами sSi-слоев (см. текст). Спектры измерены при 77 К.

Полагается, что покровный sSi-слой за счет больших упругих напряжений, присутствующих после формирования Ge(Si)-островков, размывается сильнее, чем sSi-слой под островками. Учет большего диффузионного размытия покровного слоя sSi по сравнению с sSi-слоем под островками позволяет за счет осаждения sSi-слоев различной толщины не только увеличивать ширину пика ФЛ от Ge(Si)/sSi-островков [2], но и уменьшать ее. На рисунке 2 представлены спектры ФЛ-стуктур с Ge(Si)/sSi-островками, в которых толщина sSiслоя над островками была немного больше, чем под островками ($d_1 = 2.3$ нм и $d_2 = 1.7$ нм для спектра 2, и $d_1 = 2.3$ нм и $d_2 = 1.5$ нм для спектра 3). Сравнение ширины пика ФЛ от этих структур с ширинами пиков ФЛ-структур, в которых sSi-слои над и под островками имели одинаковую толщину, показывает, что за счет увеличения толщины верхнего sSi-слоя удается существенно (на 10-15 мэВ) уменьшить FWHM пика ФЛ от островков до значений 45-48 мэВ.

На рисунке 3 представлена экспериментальная зависимость величины FWHM ФЛ Ge(Si)/sSi-островков от разницы между толщинами напряженных Si-слоев над и под островками Δ_{sSi} ($\Delta_{sSi} = d_2 - d_2$) d_1). Из приведенных данных видно, что наименьшая ширина линии ФЛ от структур с Ge(Si)/sSiостровками наблюдается при $\Delta_{sSi} = 0.6-0.8$ нм. При номинальном равенстве толщин sSi-слоев над и под островками ($\Delta_{sSi} = 0$ нм) пик ФЛ уширен относительно минимальных значений, а при $\Delta_{sSi} < 0$ нм происходит дальнейшее уширение суммарного пика ФЛ. Так, для структуры с $\Delta_{sSi} = -1$ нм (толщина sSi-слоя под островками $d_1 = 3$ нм, над островками – $d_2 = 2$ нм) ширина линии ФЛ составляет FWHM ~ 90 мэВ, что обусловлено большой разницей положений уровней электронов в sSi-слоях под и над островками и, как следствие, большим расстоянием между пиками ФЛ (образующими суммарный пик), соответствующими рекомбинации носителей заряда на верхней и нижней гетерограницах островка.

Следует отметить, что влияние на ширину пика ФЛ-структур с Ge(Si)/sSi-островками оказывает мощность возбуждающего излучения и температура измерений. Уменьшение мощности возбуждения с 2 мВт до 0.07 мВт и температуры измерений с 77 К до 20 К позволяет уменьшить ширину линии ФЛ с 45 мэВ до 25–28 мэВ (для структур с $\Delta_{sSi} = 0.6-0.8$ нм). При уменьшении мощности возбуждающего излучения и температуры измерений основная часть носителей заряда оказывается захваченной более глубокой квантовой ямой, и в спектре ФЛ доминирует пик, соответствующий рекомбинации на нижней границе островка.



Рис. 3. Зависимость ширины линии ФЛ Ge(Si)/sSi-островков от разницы между толщинами напряженных Siслоев над и под островками (Δ_{sSi}). Сплошная линия проведена на глаз для наглядности.

Выводы. Показано, что ширина линии ФЛ Ge(Si)-островков, заключенных между напряженными Si-слоями, существенно зависит от толщин напряженных Si-слоев над и под островками. За счет учета диффузионного размытия напряженного Si-слоя над островками получены структуры с рекордно малой (по сравнению с другими структурами с Ge(Si)-островками) шириной линии ФЛ от островков (FWHM=25÷28 мэВ).

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (грант № 08-02-00888-а), Рособразования (проект 2.1.1/617) и CRDF (грант программы BRHE № Y5-P-01-07).

1. *Shaleev, M.V.* Photoluminescence of dome and hut shaped Ge(Si) self-assembled islands embedded in a tensile-strained Si layer / M.V. Shaleev, A.V. Novikov, A.N. Yablonskiy, Y.N. Drozdov, D.N. Lobanov, Z.F. Krasilnik, O.A. Kuznetsov // Appl. Phys. Lett. 2007. V. 91. P. 021916.

2. Novikov, A.V. Intense photoluminescence from Ge(Si) self-assembled islands embedded in a tensilestrained Si layer / A.V. Novikov, M.V. Shaleev, A.N. Yablonskiy, O.A. Kuznetsov, Yu.N. Drozdov, D.N. Lobanov, Z.F. Krasilnik // Semicond. Sci. and Technol. 2007. V. 22. P. S29.

Влияние параметров δ<Mn>-легирования GaAs-барьера на циркулярно-поляризованную люминесценцию гетероструктур GaAs/InGaAs

М.В. Дорохин¹, С.В. Зайцев², А.С. Бричкин², О.В. Вихрова¹, Ю.А. Данилов¹, П.Б. Дёмина¹, Б.Н. Звонков¹, В.Д. Кулаковский², М.М. Прокофьева¹

¹НИФТИ ННГУ, 603950, просп. Гагарина, 23-3, Нижний Новгород.

²Институт физики твёрдого тела РАН, 142432, Институтская ул., 2, Черноголовка.

e-mail: dorokhin@nifti.unn.ru

Дельта-легирование полупроводников А³В⁵ атомами Mn широко применяется для модификации их магнитных свойств [1]. Ранее на структурах с InGaAs/GaAs квантовой ямой (КЯ) и туннельно-близким δ<Mn>-легированным слоем была продемонстрирована возможность усиления циркулярной поляризации люминесценции при помещении образцов в магнитное поле. Эффект увеличения степени циркулярной поляризации обусловлен *s,p-d* обменным взаимодействием дырок в квантовой яме и ионов Mn в дельта-слое [2]. Возможность получения магнитоуправляемой циркулярной поляризации люминесценции обусловливает интерес к исследованию светоизлучающих диодов, изготовленных на основе указанных структур. В настоящей работе приведены результаты исследований циркулярно-поляризованной электролюминесценции (ЭЛ) светоизлучающих диодов на основе гетероструктур InGaAs/GaAs, содержащих б<Мn>-легированный слой в GaAsбарьере.

Исследуемые структуры выращивались на подложках n^+ -GaAs методом МОС-гидридной эпитаксии (МОСГЭ) при атмосферном давлении и температуре 600 °С. После выращивания InGaAs КЯ (10 нм) и тонкого спейсерного слоя осуществлялось б-легирование марганцем методом лазерного распыления Мп мишени при температуре подложки 400 °C. Покровный слой выращивался посредством распыления нелегированного GaAs [2]. На поверхность структур методом термического испарения в вакууме наносился Аи-контакт Шоттки. Также были изготовлены контрольные диоды, не содержащие б<Мn>-легированного слоя. Формирование диодов завершалось изготовлением мезаструктур с применением литографии и травления. В проведённых исследованиях варьировались следующие параметры: а) толщина слоя GaAs между δ<Mn> и квантовой ямой в диапазоне 2-12 нм; б) содержание Mn в дельта-слое – в диапазоне (0.75-7.5)·10¹⁴ см⁻². В работе проведены исследования интенсивности электролюминесценции в диапазоне температур 10-300 К. Измерение циркулярной поляризации электролюминесценции проводилось в криостате при температуре жидкого гелия в перпендикулярном магнитном поле величиной до 5 Тл. Степень циркулярной поляризации ЭЛ оценивалась из соотношения $P_{\mathcal{I}I} = (I_+ - I_-)/(I_+ + I_-),$

где $I_+(I_-)$ – интенсивности компонент с правой (левой) поляризацией, полученные путём интег-

рирования полосы соответствующей части спектра излучения.

Спектры электролюминесценции диодной структуры с δ -Мn>-легированным слоем показаны на рис. 1. Интенсивность ЭЛ диода существенно выше интенсивности контрольного диода, не содержащего δ -Мn>-слой, при одинаковых рабочих токах диода.



Рис. 1. Спектры ЭЛ диодов Шоттки на основе гетероструктур с КЯ. Кривая 1 - диод с $\delta <$ Mn>-слоем; кривая 2 - без δ -слоя. На вставке A - схема исследованного диода, E - зонная диаграмма исследованного диода при прямом смещении. Температура измерений 77 К, ток 5 мА.

Предположительно повышение интенсивности обусловлено появлением механизма инжекции дырок из металлического контакта, связанного с изгибом зон при акцепторном дельта-легировании (вставка к рис. 1). Контрольная структура представляет собой диод Шоттки, для которого характерна сравнительно невысокая интенсивность ЭЛ. В случае введения δ <Mn>-слоя свойства изготовленного диода близки к свойствам *p*-*n*-перехода со сверхтонким эмиттерным слоем.

При введении структур в магнитное поле излучение становится циркулярнополяризованным. Зависимость степени циркулярной поляризации от магнитного поля ($P_{\Im\Pi}(B)$) имеет два участка, характерных для ферромагнитных структур: участок быстрого роста $P_{\Im\Pi}$ в диапазоне полей 0–0.3 Тл и участок очень медленного изменения $P_{\Im\Pi}$ в полях 0.3–5 Тл. Значение $P_{\Im\Pi}$ (до 22 %) в исследованных структурах существенно превышает таковое для контрольных структур (вставка к рис. 2). Указанный эффект имеет место до температуры ~ 30 К, соответствующей температуре Кюри магнитного слоя. Значение степени поляризации, снятое в поле 4 Тл, монотонно спадает с увеличением расстояния между КЯ и магнитным δ <Mn>-слоем, обращаясь в ноль при толщине спейсерного слоя, равной 12 нм (рис. 2).



Рис. 2. Зависимость степени циркулярной поляризации от толщины спейсерного слоя GaAs между КЯ и δ
Mn>. На вставке: зависимость степени циркулярной поляризации от магнитного поля для структуры с толщиной спейсера 2 нм. Температура измерений 1.5 К, магнитное поле 4 Тл.

Зависимость степени циркулярной поляризации от содержания Мп в δ -слое, снятая в поле 4 Тл, приведена на рис. 3. Зависимость носит немонотонный характер: с увеличением концентрации от $0.75 \cdot 10^{14}$ см⁻² до $3.8 \cdot 10^{14}$ см⁻² степень поляризации возрастает, при концентрациях $P_{\mathcal{D}\mathcal{I}}$ практически не меняется. Для диода с наибольшей концентрацией Мп в δ -слое значение $P_{\mathcal{D}\mathcal{I}}$ уменьшается (рис. 3).



Рис. 3. Зависимость степени циркулярной поляризации от содержания Mn в δ <Mn>-слое. Температура измерений 1.5 К, магнитное поле 4 Тл.

Следует отметить, что магнитополевая зависимость степени циркулярной поляризации для фото- и электролюминесценции количественно совпадают в пределах ошибки измерений, как было показано в [2]. Следовательно, механизмы возникновения поляризации для фото- и электролюминесценции подобны. В обоих случаях циркулярная поляризация люминесценции обусловлена спиновой поляризацией дырок в квантовой яме, возникающей в результате *s,p-d* обменного взаимодействия с ионами Mn в дельта-слое. Эффективность взаимодействия обратно пропорциональна расстоянию между магнитным слоем и КЯ. Этим можно объяснить спад $P_{ЭЛ}$ с увеличением спейсерного слоя.

Также эффективность обменного взаимодействия зависит от концентрации дырок и концентрации атомов Mn в положении Ga [3]. В структурах с низким содержанием Mn ((0.75 и 1.9)·10¹⁴) концентрация дырок наименьшая (4·10¹¹ и 1.7·10¹² соответственно). Возможно, указанной концентрации дырок недостаточно для обеспечения эффективного взаимодействия, поэтому значение *Р*_{ЭЛ} для указанных структур сравнительно невелико. Для объяснения причин уменьшения $P_{\Im \Pi}$ в структурах с наибольшим содержанием Mn $(7.5\cdot 10^{14} \text{ см}^{-2})$ требуется дополнительное исследование. Можно предположить, что снижение степени поляризации связано с изменением излучательных свойств КЯ в структурах с высоким содержанием Mn: уширением линий люминесценции и снижением интенсивности. Изменение свойств обусловлено диффузией Мп в область КЯ.

Таким образом, показана возможность получения магнитоуправляемой циркулярной поляризации электролюминесценции в диодах на основе гетероструктур с InGaAs/GaAs квантовой ямой и близкорасположенным δ <Mn>-легированным слоем. Циркулярная поляризация обусловлена *s,p-d* обменным взаимодействием дырок в КЯ с ионами Mn в дельта-слое, эффективность которого зависит от расстояния между δ <Mn> и квантовой ямой, а также от содержания Mn в δ -слое.

Работа выполнена при поддержке грантов РФФИ (07-02-00486, 08-02-97038_р_поволжье, 08-02-00548), CRDF (ВР4М01), программы «Развитие научного потенциала высшей школы» (РНП 2.2.2.2/4297) и программы фундаментальных исследований Президиума РАН № 27 «Основы фундаментальных исследований нанотехнологий и наноматериалов».

1. High Temperature Ferromagnetism in GaAs-Based Heterostructures with Mn δ Doping / A.M. Nazmul, T. Amemiya, Y. Shuto, S. Sugahara, M. Tanaka // Phys. Rev. Lett. 2005. V. 95. P. 017201.

2. Emission properties of InGaAs/GaAs heterostructures with δ <Mn>-doped barrier / M.V. Dorokhin, Yu.A. Danilov, P.B. Demina, V.D. Kulakovskii, O.V. Vikhrova, S.V. Zaitsev, B.N. Zvonkov // J. Phys. D.: Appl. Phys. 2008. V. 41. P. 245110.

3. *Dietl, T.* Origin of ferromagnetism and nano-scale phase separations in diluted magnetic semiconductors / T. Dietl // Physica E. 2006. V. 35. P. 293–299.

Спиновая поляризация носителей в гетероструктурах на основе InGaAs/GaAs с ферромагнитным δ-<Mn>-слоем в барьере

<u>С.В. Зайцев</u>¹, М.В. Дорохин², О.В. Вихрова², Ю.А. Данилов², Б.Н. Звонков²

¹ Институт физики твёрдого тела РАН, 142432, Институтская ул., 2, Черноголовка. ² НИФТИ ННГУ, 603950, просп. Гагарина, 23-3, Нижний Новгород.

e-mail: szaitsev@ issp.ac.ru

Гетероструктуры на основе ферромагнитного (ФМ) полупроводника Ga_{1-х}Mn_xAs интересны для применений, в частности перспективны для инжекции спин-поляризованных дырок в светоизлучающих диодных структурах [1]. б-легирование гетероперехода атомами Мп позволяет повысить температуру Кюри T_с до 250 К за счет перекрытия волновых функций 2D-дырок с б-слоем Mn [2]. Однако попадание Mn непосредственно в 2D-канал ведет к низким значениям подвижности носителей, а также к подавлению излучательной рекомбинации. Пространственное разделение 2D- канала и дельта-слоя магнитной примеси позволяет преодолеть данную проблему и создавать структуры, сочетающие высокие значения эффективности фотолюминесценции (ФЛ) и подвижности дырок [1], что обуславливает интерес к таким структурам.

В работе исследованы магнитооптические свойства структур (#5763-5766) с квантовой ямой (КЯ) InGaAs/GaAs и туннельно-близким δ-слоем Mn с номинальной толщиной менее одного монослоя. Структуры были выращены комбинированным методом МОС-гидридной эпитаксии и лазерного распыления. Схема структур показана на вставке к рис. 1. Буферный слой *i*-GaAs (100 нм), δ-<С>-слой и нижний спейсерный слой GaAs (15 нм), квантовая яма (КЯ) In_xGa_{1-x}As (x = 0.08-0.26) толщиной 10 нм и верхний спейсерный слой GaAs толщиной 3 нм растились эпитаксиально при температуре 600 °С на подложках *i*-GaAs, 2° от (001). Затем в том же реакторе при температуре 450 °C наносились δ-слой Mn и покровный слой GaAs (~40 нм) путем лазерного распыления металлического Mn и нелегированного GaAs соответственно. Контрольная структура содержала δ-<C>-слой углерода вместо δ-Мп. Использование лазерного метода позволяет понизить температуру нанесения марганца до 400 °C и таким образом минимизировать диффузию Mn в КЯ.

Изучение транспортных свойств этих структур показало возможность достижения высокой подвижности носителей (дырок) в 2D-канале, на два порядка превосходящей значения для объемного GaMnAs, с сохранением в то же время влияния ФМ-слоя на транспорт носителей [3]. Температурная зависимость сопротивления позволяет оценить значения $T_c \sim 30$ К. Холловские измерения при *T*=77 К показали примерно равные значения 2D-концентрации дырок в КЯ $p_S \sim (1.4-1.8) \cdot 10^{12}$ см⁻² во всех структурах. Отметим, что 2D-характер дырок в КЯ подтверждается наблюдением в них шубниковских осцилляций и квантового эффекта Холла [4].

На рис. 1 представлены спектры ФЛ для исследованных структур при Т=5 К. Полуширина линий ФЛ более 10 мэВ, что свидетельствует о высокой степени беспорядка в КЯ. Интенсивность ФЛ в структуре с самой глубокой КЯ (~1.28 эВ) более чем на порядок ниже, чем в структуре без бслоя Mn, и существенно падает с уменьшением глубины КЯ, что связано с доминирующим вкладом именно туннельно-близкого б-слоя Mn в безызлучательную рекомбинацию [1]. В магнитном поле В, приложенном нормально к плоскости структуры, линия КЯ заметно поляризуется при Т < 100 К, при этом в структурах с б-слоем Mn степень циркулярной поляризации $\Phi \Pi P_C = (I_+ - I_-)/(I_+ + I_-)$ имеет положительный знак и быстро растет с ростом поля, достигая 3–15% при B = 5 Тл (рис. 1, б). В то же время в немагнитной структуре $|P_{C}(B)| < 1\%$.



Рис. 1. (*a*) Спектры ФЛ в структурах с разной глубиной КЯ и (δ) зависимости степени циркулярной поляризации от магнитного поля (T = 5 K). На вставке: *a* – схема структур, δ – схема оптических переходов в КЯ.

Схема переходов (рис. 1, δ) демонстрирует, что расщепление между циркулярно поляризованными компонентами ФЛ (<1 мэВ) определяется конкуренцией между расщеплениями электрона и тяжелой дырки, при этом σ^+ -компонента оказывается меньше по энергии. В немагнитной структуре при высоких $p_S > 10^{11}$ см⁻² (что отвечает фермиевскому вырождению с энергией Ферми $E_F > 1$ мэВ) заполнение дырочных состояний одинаковое у дна спин-расщепленных подзон, и для вертикальных оптических переходов знак $P_C(B)$ определяется заполнением электронных подзон. При фотовозбуждении генерируются равные доли обеих проекций спина, и только спиновая релаксация электрона на нижний уровень, отвечающий σ^- -поляризованной компоненте, приводит к ее доминированию. Эффект небольшой ($|P_C(B)| < 1\%$), что связано с замедлением спиновой релаксации электронов с ростом *B* в немагнитных КЯ.



Рис. 2. (*a*) Схема ФЛ в КЯ в условиях спин-расщепленных дырочных подзон. (*б*) Зависимости зеемановского расщепления энергий оптических переходов в КЯ циркулярной поляризации от температуры.

Высокие положительные значения Р_С(В) в ФМ-структурах обусловлены спиновой поляризацией дырок в КЯ в результате s,p-d-обменного взаимодействия с ионами Mn в δ-слое [5], который представляет собой ультратонкий (~3 нм) ФМслой твердого раствора Ga_{1-x}Mn_xAs с высокой концентрацией Мп (~4-10%) [4]. Быстрый рост *P_C(B)* ниже *T_c* вызван спиновой поляризацией тяжелых дырок в КЯ под действием внутренних магнитных полей в ФМ-слое, направленных по нормали к б-слою и возникающих вследствие поворота магнитного момента от оси легкого намагничивания, лежащей всегда в плоскости. Насыщение намагниченности по нормали происходит при $B_{\rm S} \sim 0.1 - 0.5$ Тл, при этом $B_{\rm S}$ существенно зависит от морфологии и упругих напряжений в слое [5]. Анализ транспортных свойств таких структур указывает на существенную неоднородность в них локализующего потенциала для носителей с характерным пространственным масштабом ~20 нм, т.е. о разбиении δ-слоя на ΦМ-участки Ga_{1-x}Mn_xAs с высокой концентрацией Mn, разделенных парамагнитными участками с низкой концентрацией Mn [4], что приводит к сильному размытию зависимостей $P_{C}(B)$ во всех исследованных структурах.

Высокая степень беспорядка в КЯ с туннельно-близкими δ-слоем Мп приводит к нарушению сохранения квазиимпульса при оптических переходах, и в условиях подавления спиновой релаксации электронов знак Р_С(В) определяется заполнением дырочных спин-расщепленных подзон (рис. 2, *a*). Из схемы видно, что в малых полях B <<1 Тл, когда происходит насыщение нормальной составляющей намагниченности в ФМ б-слое, а зеемановское расщепление $\Delta E(B)$ оптических переходов в КЯ в силу зонного д-фактора еще мало, $P_{C}(B)$ при низких T определяется как $P_{C}(B) =$ $= \Delta E(B)/(2E_F)$. В рамках этой картины находит объяснение немонотонный характер зависимостей *P_C(B)* от глубины КЯ (рис. 1, б). При равных $E_F \sim p_S$ значения $P_C(B)$ определяются $\Delta E(B)$, которые существенно (экспоненциально) зависят от потенциального барьера - глубины КЯ (для образцов с x = 0.26 и 0.19). В образцах с мелкой КЯ (x = 0.13 и 0.08) при низких *T* возможен уход значительной части дырок в акцепторную зону б-слоя Мп, что существенно изменит характер ФЛ и уменьшит $P_{C}(B)$. Так, в образце с x = 0.08 предполагается полный уход дырок в δ -слой и $P_C(B)$ будет определяться спиновой релаксацией фотовозбужденных дырок на основной уровень, которая замедляется в высоких полях.

Важная информация о характере магнитного упорядочения в δ-слое может быть получена из анализа $\Delta E(B)$ энергий оптических переходов в КЯ (рис. 2, б). Спиновое расщепление энергий оптических переходов ΔE в КЯ более информативно, так как Pc(B) существенно зависит от спиновой релаксации носителей. Тогда как в немагнитных КЯ $\Delta E(B)$ практически линейная, в исследованных магнитных структурах она демонстрирует более сложное, двухстадийное поведение, с линейным ростом при B > 1 Тл. С ростом $T \ge 20$ К, что примерно отвечает Т_с, быстрый начальный рост $\Delta E(B)$ исчезает. Как отмечалось выше, такое поведение обусловлено туннельной связью дырок в КЯ с б-слоем Mn. Направленные по нормали сильные внутренние магнитные поля в ФМ-слое, приводящие к спиновой поляризации дырок в геометрии Фарадея, возникают вследствие выхода магнитного момента из плоскости, с последующим насыщением его проекции на нормаль в поле *B*_S, определяемом коэффициентом размагничивания б-слоя.

Работа выполнена при поддержке грантов РФФИ (09-02-00770, 08-02-97038 р_поволжье), CRDF (ВР4М01) и программы «Развитие научного потенциала высшей школы» (РНП 2.2.2.2/4297).

1. Dorokhin M.V., Danilov Yu.A., Demina P.B. et al. // J. Phys. D.: Appl. Phys. **41**, 245110 (2008).

2. Nazmul A.M., Amemiya T., Shuto Y. et al. // Phys. Rev. Lett. 95, 017201 (2005).

3. Вихрова О.В., Данилов Ю.А., Дорохин М.В. и др. // Письма в ЖТФ. **35**, 8 (2009).

4. Панков М.А., Аронзон Б.А., Рыльков В.В. и др. // ЖЭТФ. **136**, 346 (2009).

5. Зайцев С.В., Дорохин М.В., Бричкин А.С. и др. // Письма в ЖЭТФ. 90, 730 (2009).

Квантовый магнитранспорт в узкозонных гетероструктурах II типа в системе твердых растворов GaSb-InAs, легированных магнитной примесью

К.Д. Моисеев¹, В.А. Березовец¹, Р.В. Парфеньев¹, М.П. Михайлова¹, В.В. Подольский², О. Кудрявцева³, Ю. Кудрявцев³

¹ ФТИ им. А.Ф. Иоффе, РАН, Санкт-Петербург.

² НИФТИ НГУ, Нижний Новгород.

³ Центр исследований и передового обучения национального политехнического института, Мехико, Мексика.

e-mail: mkd@iropt2.ioffe.rssi.ru

Исследовались одиночные разъединенные гетероструктуры II типа p-GaInAsSb/p-InAs с резкой планарной границей раздела (переходная область на металлургической границе между двумя полупроводниками не превышал 1 нм), полученные методом ЖФЭ [1]. Эпитаксиальный слой твердого раствора Ga_{0.91}In_{0.09}As_{0.14}Sb_{0.86} толщиной 0.8 мкм был изопериодичен с подложкой InAs, а рассогласование в постоянных решеток составляло не более 0.02 %. Слой *p*-Ga_{0 91}In_{0 09}As_{0 14}Sb_{0 86} преднамеренно не легировался в процессе роста, при этом концентрация дырок составляла порядка 10¹⁷ см⁻³ за счет акцепторных состояний природных дефектов, что характерно для твердых растворов, обогащенных антимонидом галлия [2]. Подложка p-InAs была легирована акцепторной примесью Mn до концентрации 1.3×10^{17} см⁻³.



Рис. 1. Схематическое изображение послойного расположения полупроводников в гетероструктуре *p*-GaInAsSb/*p*-InAs с δ -слоем Mn, закрытым слоем GaSb (*a*) и зонная энергетическая диаграмма данной гетероструктуры (δ).

На разъединенной гетерогранице II типа *p*-Ga_{0.91}In_{0.09}As_{0.14}Sb_{0.86}/*p*-InAs находится двумерный полуметаллический канал, образующийся за счет изгибов зон и состоящий из электронного и дырочного каналов. При этом электроны и дырки, локализованные вблизи гетерограницы, пространственно разделены и расположены по разные стороны интерфейса (рис. 1). Холловская подвижность носителей в полуметаллическом канале, измеренная в слабых магнитных полях до 1 Тл при T = 1.45 - 80 К, достигала 55000 см²/В·с, а знак коэффициента Холла указывал на электронный тип проводимости. В такой гетероструктуре наблюдался планарный квантовый магнитотранспорт с плато целочисленного квантового эффекта Холла (КЭХ) для электронов в канале в присутствии дырочной подсистемы [3]. Для данной гетероструктуры *p*-Ga_{0 91}In_{0 09}As_{0 14}Sb_{0 86}/*p*-InAs номер *n*=1 плато КЭХ был достигнут в полях до 16 Т при T=1.45 К. Однако поперечный магнитотранспорт в таких структурах слабо выражен [4]. Использование б-слоев переходных металлов (Мп или Fe) в качестве легирования магнитной примесью соединений полупроводников A3B5 может выступать дополнительным источником спин-ориентированных носителей при приложении внешнего смещения к образцу (рис. 1, б).

Для введения магнитной примеси в виде бслоя нами была использована уникальная установка МОГФЭ, совмещенная с лазерным осаждением атомов металла. На поверхность эпитаксиального слоя твердого раствора $Ga_{0.91}In_{0.09}As_{0.14}Sb_{0.86}$ наносился атомарный марганец с помощью лазерного напыления. Затем полученный слой Mn толщиной порядка 1 нм закрывался эпитаксиальным слоем нелегированного GaSb толщиной 25 нм с помощью метода МОГФЭ в том же реакторе.

Послойный анализ гетероструктур был сделан с помощью метода масс-спектрометрии вторичных ионов (ВИМС). Анализ проводился с использованием кластерных ионов CsM⁺, где М – анализируемый элемент [5]. На рисунке 2 представлены концентрационные профили для основных элементов гетероструктуры GaSb/Mn/GaInAsSb/InAs: In, Sb и Mn. Точка пересечения кривых In и Sb на расстоянии 0.9 мкм от поверхности образца указывает на металлургическую границу между слоем GaInAsSb и подложкой InAs. Также можно определить границу между слоями GaInAsSb и GaSb, которая расположена на глубине 0.025 мкм от поверхности, что хорошо согласуется с данными, полученными при процессе наращивания GaSb.

Наблюдается асимметрия профиля распределения δ-слоя в гетероструктуре, которая может быть объяснена различными скоростями диффузии Mn в бинарном GaSb и в слое четверного твердого раствора на основе GaSb (порядка 90 %). В результате полуширина профиля распределения составила 18 нм.



Рис. 2. Концентрационные зависимости элементов (In – точечная линия, Sb – штриховая линия, Mn – сплошная линия) вдоль направления роста по нормали к плоскости гетероперехода.



Рис. 3. Эволюция вольт-амперных характеристик для гетероструктуры с δ-слоем Mn в магнитном поле. Измерения проводились в интервале полей от 11.5 Тл до 14.5 Тл через каждые 1 Тл.

Следует отметить, что наличие проводящего слоя атомарного Mn привело к сильному изменению картины планарного квантового магнитотранспорта за счет шунтирования основного пути протекания тока через двумерный электронный канал на гетерогранице, однако мы смогли наблюдать более выраженное поведение в вертикальном магнитотранспорте [6]. На рисунке 3 представлены туннельные вольт-амперные характеристики (ВАХ), измеренные при низких температурах в магнитных полях до 15 Тл, когда достигается диэлектрическое состояние для магнитосопротивления $\rho_{xx}(B)$ в планарной геометрии при расположении уровня Ферми между наинизшими уровнями Ландау [4]. Максимумы туннельного тока, как и максимумы $\rho_{xx}(B)$ в планарном магнитотранспорте, соответствуют совпадению по энергии уровней Ландау 2D-электронов в полуметаллическом канале на гетерогранице с уровнем химпотенциала гетероструктуры.

При прохождении тока через гетероструктуру с δ -слоем наблюдается усиление неоднородностей в ВАХ и на зависимостях дифференциальной проводимости (dI/dU) по сравнению со структурами без магнитного δ -слоя. При этом с ростом магнитного поля эффект только усиливается (см. рис. 3 и 4). Такая большая разница в величине dI/dU от смещения, измеренная при данной величине магнитного поля, может быть объяснена резонансным совпадением спинов носителей из δ -слоя со спином электронов на гетерогранице.



Рис. 4. Дифференциальная проводимость (*dl/dU*) в гетероструктуре с δ-слоем Mn, измеренная при различных значениях магнитного поля: *B*=12.5 Tл – прерывистая линия и *B*=14.5 Tл – сплошная линия.

Разработана нанотехнология легирования магнитными примесями узкозонных гетероструктур II типа с двумерным полуметаллическим каналом на гетерогранице с помощью комбинированного метода наращивания на основе жидкофазной эпитаксии и газофазной эпитаксии из металлоорганических соединений, совмещенной с лазерным осаждением атомов металла. Проведен послойный анализ гетероструктур методом ВИМС и оценены форма и размеры нанослоя Mn при блегировании слоев, обогащенных GaSb. Проведено сравнение кривых туннельного тока, перпендикулярного гетерогранице, с данными, полученными в условиях квантового эффекта Холла, как для структур с δ-слоем Mn, так и без него.

1. Mikhailova M.P., Moiseev K.D., and Yakovlev Yu.P. // Semicond. Sci. Technol. **19**, R109 (2004).

2. Moiseev K.D., Krier A., and Yakovlev Yu.P. // J. Electron. Mat. **33**, 867 (2004).

3. Moiseev K.D., Mikhailova M.P., Parfeniev R.V., Galibert J., and Leotin J. // Springer Proc. in Physics. 119, 209 (2007).

4. Berezovets V.A., Moiseev K.D., Mikhailova M.P., Parfeniev R.V., Yakovlev Yu.P., and Nizhankovskii V.I. // J. Low-Temp. Phys. **33**, 137 (2007).

5. Kudriavtsev Yu., Villegas A., Godines A., and Asomoza R. // Appl. Surf. Sci. 206, 187 (2003).

6. Parfeniev R.V., Moiseev K.D., Berezovets V.A., Averkiev N.S., Mikhailova M.P., Nizhankovskii V., and Kaczorowski D. // J. Magn. Magn. Mat. **321**, 712 (2009).

Фотомагнитный эффект в гетеронаноструктурах с квантовой ямой InGaAs/GaAs и дельта-слоем Mn

И.А. Карпович, О.Е. Хапугин, Е.А. Горбачева

ННГУ им. Н.И. Лобачевского, пр. Гагарина, 23, корп. 3, Нижний Новгород. e-mail: karpovich@phys.unn.ru

Квантово-размерные гетеронаноструктуры (ГНС), легированные ферромагнитными примесями и слоями, представляют интерес для спинтроники [1]. В данной работе исследован фотомагнитный эффект (ФМЭ) [2] в ГНС с квантовой ямой (КЯ) InGaAs/GaAs и дельта-слоем Мп. Исследовано влияние толщины спейсерного слоя между ними на спектральную зависимость ФМЭ и влияние дельта-слоя Мп на рекомбинационные параметры ГНС.

ГНС выращивались на поверхности (100) полуизолирующего (s) GaAs. Буферный слой *p*-GaAs толщиной 0.4 мкм, слой КЯ $In_{0.3}Ga_{0.7}As$ шириной 10 нм и спейсерный слой GaAs толщиной 1, 3 и 5 нм выращивались методом газофазной МОС-гидридной эпитаксии при температуре 650 °C. Дельта-слой Мп и покровный слой GaAs толщиной 40 нм наносились методом импульсного лазерного осаждения при пониженной температуре (450 °C). Исследовались ГНС с КЯ и дельта-слоем Мп толщиной 0.3 монослоя (MC), а также структуры без КЯ с одиночным дельта-слоем Мп толщиной 0.06 и 1.4 MC.

ФМЭ измерялся в режиме разомкнутой цепи на частоте 120 Гц в магнитном поле с индукцией 1.6 Тл. Спектры ФМЭ, а также фотопроводимости (ФП) измерялись с применением монохроматора МДР-2. Измерения ФМЭ и ФП при высоких интенсивностях освещения (до $10^{18} \text{ см}^{-2} \text{c}^{-1}$) проводились при монохроматическом освещении от полупроводникового лазера с длиной волны излучения $\lambda = 660$ нм (hv = 1.86 зВ).

На некоторых ГНС проводилось удаление дельта-слоя Mn с gjvjom. травления покровного слоя в селективном травителе – растворе (0.8M K₃[Fe(CN)₆] + 0.3M KOH):H₂O 1:5 в смеси с глицерином в соотношении 1:2. Этот травитель обладает относительно высокой скоростью травления GaAs и низкой InGaAs [3].

Рисунок 1 показывает влияние толщины спейсерного слоя между КЯ и дельта-слоем Мп на спектры ФМЭ. В области поглощения КЯ она является дельтаобразным источником эмитированных из нее неравновесных электронов и дырок, и при полной симметрии образца по обе стороны от КЯ ФМЭ от нее не должен наблюдаться [4]. Однако на спектре ФМЭ ГНС со спейсером 5 нм (кривая 3) явно присутствует полоса фоточувствительности с порогом ≈ 1.15 эВ, связанная с поглощением в КЯ. Знак ФМЭ в этой полосе совпадает со знаком ФМЭ в области собственного поглощения GaAs. Это означает, что поток эмитированных из КЯ неравновесных электронов и дырок направлен преимущественно в объем ГНС, а не к поверхности, рекомбинация на которой должна приводить к аномальному по знаку ФМЭ.



Рис. 1. Влияние толщины спейсерного слоя (d_c) на спектр ФМЭ структур с КЯ и дельта-слоем Мп. d_c нм: l-1; 2-3; 3-5.

Отсутствие этой полосы ФМЭ на спектрах ГНС при меньших толщинах спейсерного слоя 1 и 3 нм (кривые 1 и 2), вероятно, обусловлено проникновением в слой КЯ атомов Мп или дефектов, генерированных встраиванием дельта-слоя, которые создают эффективный канал рекомбинации неравновесных носителей в КЯ.

Стравливание дельта-слоя Мп приводило к значительному увеличению ФМЭ (рис. 2), что свидетельствует о заметном уменьшении скорости поверхностной рекомбинации.



Рис. 2. Влияние селективного травления на спектр ФМЭ. *1* – исходный спектр, *2* – спектр после удаления покровного слоя и дельта-слоя Mn.

Удаление дельта-слоя Mn приводило к исчезновению полосы фоточувствительности от КЯ (кривая 2), которая выходила в этом случае на поверхность, что можно объяснить рекомбинацией носителей в КЯ на поверхностных состояниях [3].

Для определения рекомбинационных параметров полупроводников обычно используют совместные измерения ФМЭ и ФП [2]. Однако применение этих методов к исследованным структурам затрудняется тем, что в эпитаксиальных структурах полупроводников типа GaAs имеются ярко выраженные барьеры на поверхности и планарная ФП в них имеет барьерную природу [5]. Эти особенности не учитываются в обычной теории. Для того чтобы исключить эти усложняющие факторы мы провели измерения ФМЭ и ФП при высоких уровнях фотовозбуждения, при которых поверхностный барьер спрямляется и доминирует объемная ФП [5]. На рисунке 3 приведены зависимости ФП и ФМЭ от интенсивности лазерного освещения J₀, а также зависимость тока ФМЭ, измеренного в режиме малого сигнала, от интенсивности постоянной лазерной подсветки для образца с дельта-слоем Mn толщиной 1.4 MC. Зависимость тока ФМЭ от интенсивности лазерного освещения линейная, а зависимость ФП квадратичная ($\Delta \sigma_{\Phi} \sim J_n^{1/2}$). Эти зависимости соответствуют квадратичной объемной и линейной поверхностной рекомбинации [2].



Рис. 3. Зависимость Φ МЭ (1) и Φ П (2) от интенсивности освещения и зависимость малосигнального Φ МЭ от интенсивности дополнительной подсветки (3) для образца с дельта-слоем Mn толщиной 1.4 MC.

Заметим, что при низких уровнях фотовозбуждения (< 10^{16} см⁻²с⁻¹) наблюдалась характерная для барьерной ФП логарифмическая зависимость ФП от интенсивности освещения $\Delta \sigma_{\Phi} \sim lg(1+AJ_0)$, где A – константа. На этом образце наблюдалась

также связанная с нелинейной объемной рекомбинацией слабая зависимость фотомагнитного тока от интенсивности подсветки (кривая 3).

С применением теории [2] в приближении толстого образца и с учетом нелинейной объемной рекомбинации ($\tau \sim J_0^{-1/2}$) были рассчитаны рекомбинационные параметры ряда исследованных структур при максимальном уровне фотовозбуждения $5 \cdot 10^{18}$ см⁻²с⁻¹: времена жизни основных и не основных носителей и скорости поверхностной рекомбинации на освещенной стороне.

Структура, краткое описание	<i>s</i> , 10 ⁵ см/с	τ_n , HC	$ au_p$, HC
<i>n</i> -GaAs, 3 мкм	1	7	0.03
<i>p</i> -GaAs + δ-Mn (0.06 MC)	3	0.01	30
p -GaAs + δ -Mn (1.4 MC)	4	10 ⁻⁴	40

Рекомбинационные параметры структур

Работа выполнена при поддержке министерства образования (грант РНП 2.2.2.2/4297) и фонда CRDF (грант ВР4М01).

1. Магнитные свойства квантовых ям GaAs/ δ Mn/GaAs/In_xGa_{1-x}As/GaAs / Б.А. Аронзон [и др.] // Письма в ЖЭТФ. – 2008. Т. 87, вып. 3. – С. 192–198.

2. *Равич, Ю.И.* Фотомагнитный эффект в полупроводниках и его применение / Ю.И. Равич. – М : Советское радио, 1967. – 95 с.

3. Влияние электрохимической модификации тонкого покровного слоя Ga(In)As на энергетический спектр квантовых точек InAs/GaAs / И.А. Карпович [и др.] // ФТП. – 2005. – Т. 39. – С. 45–48.

4. Карпович, И.А. Фотомагнитный эффект в гетеронаноструктурах с квантовыми точками и ямами In(Ga)As/GaAs / И.А. Карпович, О.Е. Хапугин // Известия РАН, серия физическая. – 2009. – Т. 73, вып. 1. – С. 119–122.

5. Барьерная фотопроводимость в эпитаксиальных пленках GaAs и InP / И.А. Карпович [и др.] // ФТП. – 1989. – Т. 23, № 13. – С. 2164–2170.

Термодинамические и транспортные свойства мезоскопических сверхпроводников в неоднородном поле магнитных доменов

А.Ю. Аладышкин, И.М. Нефедов, Д.А. Адамчик, И.А. Шерешевский

Институт физики микроструктур РАН, 603950 Нижний Новгород, ГСП-105. e-mail: aladyshkin@ipm.sci-nnov.ru

В рамках феноменологической теории Гинзбурга – Ландау рассмотрен вопрос об особенностях термодинамических и транспортных свойств мезоскопических сверхпроводников в неоднородном магнитном поле. Под мезоскопическими сверхпроводниками мы понимаем тонкопленочные образцы с латеральными размерами L_x и/или L_y порядка нескольких длин когерентности ξ_0 . Мы рассмотрели два модельных распределения перпендикулярной *z*-компоненты неоднородного магнитного поля вида $B_z = B_0 \text{sgn}(y)$ и $B_z = B_0 \text{sin}(\pi y/L_y)$, которые приближенно описывают поля рассеяния прямолинейной доменной стенки с малой и большой шириной переходной области соответственно; начало координат выбрано в центре образца (рис. 1).



Рис. 1. Схематическое представление рассматриваемых гибридных систем.

Было показано, что для мезоскопических образцов квадратной формы сверхпроводимость может возникать в виде канала, идущего вдоль доменной стенки, даже при низких температурах и в присутствие стороннего поля Н (рис. 2). Очевидно, что такой режим реализуется в случае, когда абсолютное значение неоднородного магнитного поля достигает максимума на границах образца и амплитуда поля Во превышает критическое поле зарождения поверхностной сверхпрово-димости (т. е. $B_0 > 1.7 H_{c2}^{(0)}$, где $H_{c2}^{(0)}$ – верхнее критическое поле сверхпроводника при T = 0). Мы показали, что ширина такого канала будет тем меньше, чем больше B_0 и соответственно градиент поля в области доменной стенки. Была вычислена кривая фазового перехода T_c(H), соответствующая переходу сверхпроводящего образца в нормальное состояние, и было показано, что критическая температура T_c немонотонным образом зависит от H(рис. 3). Мы рассмотрели влияние длины образца в направлении доменной стенки на форму линии T_c(H). В частности, мы рассчитали зависимости *T_c*(*H*) для сверхпроводящих образцов одной ширины $L_v = 5\xi_0$ и различной длины $L_x = 2.5\xi_0, 5\xi_0, 10\xi_0$ и ∞ .

Также будут представлены предварительные результаты по изучению влияния стороннего электрического тока, инжектируемого вдоль и поперек доменной стенки, на локализованные сверхпроводящие состояния.



Рис. 2. Пространственное распределение неоднородного магнитного поля $B_z(x, y)$ (*a*) и $|\Psi(x, y)|^2$, рассчитанное для $H_{\text{ext}'} H_{\text{c2}}^{(0)} = 0$ (*b*), $H_{\text{ext}'} H_{\text{c2}}^{(0)} = 1$ (*c*), $H_{\text{ext}'} H_{\text{c2}}^{(0)} = 2$ (*d*), где $H_{\text{c2}}^{(0)}$ – верхнее критическое поле сверхпроводника. Во всех случаях неоднородное поле $B_z = B_0 \sin(\pi y/L_y)$ и $B_0 = 3H_{\text{c2}}^{(0)}$. Горизонтальная штриховая линия указывает положение нуля полного поля $B_z + H$.



Рис. 3. Кривые фазового перехода $T_c(H)$, вычисленные для синусоидального распределения магнитного поля $B_z = B_0 \sin(\pi y/L_y)$, $B_0 = 3H_{c2}^{(0)}$ для образца со сторонами $L_x = 5\xi_0$, $L_y = 5\xi_0$ (сплошная линия) и $L_x = \infty$, $L_y = 5\xi_0$ (пунктирная кривая).

Работа поддержана РФФИ, программой президиума РАН «Квантовая физика конденсированных сред», Федеральным агентством по образованию в рамках федеральной целевой программы «Научные и педагогические кадры инновационной России 2009–2013» и грантом Президента РФ МК-4880.2008.02.

Влияние толщины ферромагнитной подложки на магнитосопротивление тонкопленочных гибридных структур сверхпроводник – ферромагнетик

А.Ю. Аладышкин^{1,2}, А.П. Володин², В.В. Мощалков²

¹ Институт физики микроструктур РАН, 603950 Нижний Новгород, ГСП-105. ² INPAC – Institute for Nanoscale Physics and Chemistry, K.U.Leuven, Celestijnenlaan 200D, B–3001 Leuven, Belgium. e-mail: aladyshkin@ipm.sci-nnov.ru

Введение. В последнее время значительное внимание уделяется теоретическим и экспериментальным исследованиям термодинамических и транспортных свойств магнитосвязанных гибридных структур сверхпроводник – ферромагнетик (S/F) (см. обзоры [1–2] и приведенные в них ссылки). Поскольку неоднородное магнитное поле может оказывать существенное влияние на условия зарождения сверхпроводимости, такие гибридные S/F-структуры могут обладать нетривиальной зависимостью сопротивления R от приложенного магнитного поля H и температуры T.

В данной работе экспериментально изучены магнитные и транспортные свойства планарных гибридных систем, состоящих из сверхпроводящих алюминиевых пленок (20 нм) и многослойных ферромагнитных [Co(0,4 нм)/Pt(1,0 нм)]_n структур (рис. 1). Такие гибридные структуры с разным числом *n* бислоев Со и Pt (n = 10, 15 и 20) были изготовлены методами молекулярнопучковой эпитаксии. Известно, что такие ферромагнетики характеризуются перпендикулярной магнитной анизотропией и нерегулярной (лабиринтной) доменной структурой. Для подавления эффекта близости пленки Co/Pt и Al были разделены слоем изолятора Si толщиной 4 нм. Сверхпроводящие алюминиевые пленки были нанесены на ферромагнитные структуры в одном технологическом цикле, благодаря чему единственное различие между образцами заключалось в различной толщине ферромагнитного слоя (16,5 нм, 23,5 нм и 30,5 нм соответственно). Магнитные свойства Co/Pt структур при T = 5 К и T = 300 К были исследованы методами СКВИД-магнитометрии и магнитосиловой (MFM) микроскопии. Для исследования зависимости электрического сопротивления R образцов на постоянном токе от Т и Н образцов использовалась стандартная четырехзондовая схема.





Рис. 1. Схематическое представление структуры исследуемых образцов и методики их изготовления.

Влияние ширины магнитных доменов на зависимость R(T, H). Параметры доменной структуры в ферромагнитной подложке (соотношение между ширинами доменов с положительной и отрицательной намагниченностью) могут быть изменены в ходе предварительного намагничивания / размагничивания системы по схеме $H = 0 \rightarrow 10 \text{ к} \ni \rightarrow H_{ret} \rightarrow 0$, где $H_{ret} < 0$. Мы показали, что средняя остаточная намагниченность образцов, так же как и результирующая доменная структура, зависит от выбора «поля возврата» *H*_{ret}. Изменение параметров доменной структуры приводит к существенной модификации зависимости R(H, T) ниже критической температуры сверхпроводящего перехода для всех изученных образцов. Было обнаружено, что максимальная критическая температура Т_с образца (т. е. линия уровня сопротивления $R(H, T) = \alpha R_n$, где R_n – нормальное сопротивление и а близко к единице) соответствует появлению сверхпроводимости над магнитными доменами с компенсированным магнитным полем (reverse-domain superconductivity). Повышение или понижение максимальной Т_с при изменении ширины магнитных доменов может рассматриваться как аналог квантово-размерного эффекта для куперовских пар в неоднородном магнитном поле.

Влияние толщины ферромагнитной пленки на зависимость R(T, H). Поскольку распределение магнитного поля, создаваемое доменной структурой, в значительной мере зависит от соотношения между шириной магнитных доменов L и толщиной ферромагнетика D_f, можно ожидать сильное влияние толщины ферромагнитной пленки на магнитосопротивление планарных S/Fструктур. Действительно, чем меньше отношение L/D_f (при фиксированном L), тем более однородным будет распределение магнитного поля внутри доменов и тем медленнее будет происходить затухание поля при удалении от поверхности ферромагнетика. Иными словами, магнитные домены в более толстых пленках должны создавать более однородное распределение поля как в латеральном направлении, так и по толщине сверхпроводящей пленки, что будет приводить к эффективному увеличению амплитуды неоднородного магнитного поля (в размагниченном состоянии ферромагнитной пленки). Мы обнаружили (рис. 2), что увеличение толщины ферромагнитной пленки приводит существенному расширение интервала температур и магнитных полей, в котором



Рис. 2. Зависимости удельного сопротивления R от температуры T и внешнего магнитного поля H для гибридных структур Al (20 нм)/[Co(0.4 нм)/Pt(1.0 нм)]_n, где число бислоев Co-Pt n = 10 (левый столбец, al и a2), n = 15 (средний столбец, bl и b2), и n = 20 (правый столбец, cl и c2). Верхний ряд (a1, b1, c1) соответствует однородно намагниченным состояниям, нижний ряд (a2, b2, c2) – частично размагниченным состояниям. Сплошные черные линии на всех рисунках соответствуют линиям уровня магнитосопротивления $R(H, T) = aR_n$, где R_n – нормальное сопротивление, a = 0.1, 0.3, 0.5, 0.7, 0.9 (снизу вверх). Таким образом, чем темнее цвет области на плоскости H–T, тем ниже сопротивление образца при данных H и T. По данным измерений в однородно намагниченном состоянии было определено верхнее критическое поле $H_{c2}^{(0)} \approx 370$ Э и длина когерентности $\xi_0 = (\Phi_0/2\pi H_{c2}^{(0)})^{1/2} \approx 0.93$ мкм при T = 0, которые оказались одинаковыми для всех образцов.

наблюдается немонотонная зависимость T_c от H (возвратная сверхпроводимость, reentrant superconductivity). Однако влияние доменов в 20слойных ферромагнитных пленках оказалось столь сильным, что приводило к подавлению сверхпроводимости при всех величинах H. Возможно, это связано с существенной перестройкой доменной структуры в толстых ферромагнитных пленках (например, с ростом продольной составляющей вектора намагниченности).

Таким образом, на примере гибридных S/Fструктур на основе алюминия были экспериментально определены оптимальные параметры таких структур, для которых возвратная сверхпроводимость реализуется в наиболее широком интервале H и T. Мы полагаем, что такие структуры будут наиболее интересны для дальнейшего изучения эффектов локализованной сверхпроводимости (domain-wall superconductivity and reverse-domain superconductivity) методами сканирующей туннельной микроскопии / спектроскопии. Работа поддержана бельгийским научным фондом Methusalem, научной программой NES–ESF, проектами РФФИ, программой президиума РАН «Квантовая физика конденсированных сред», Федеральным агентством по образованию в рамках федеральной целевой программы «Научные и педагогические кадры инновационной России 2009– 2013» и грантом Президента РФ МК-4880.2008.02.

1. *Velez M.* Superconducting vortex pinning with artificial magnetic nanostructures / M. Velez, J.I. Martin, J.E. Villegas, A. Hoffmann, E.M. Gonzalez, J.L. Vicent, I.K. Schuller // Journ. Magn. Magn. Mater. 2008. V. 320. P. 2547–2562.

2. *Aladyshkin A.Yu.* Nucleation of superconductivity and vortex matter in superconductor – ferromagnet hybrids / A.Yu. Aladyshkin, A.V. Silhanek, W. Gillijns, V.V. Mosh-chalkov // Supercond. Sci. Tech. 2009. V. 22, № 053001.

3. *Aladyshkin A.Yu.* Effect of ferromagnetic film thickness on magnetoresistance of thin–film superconductor–ferromagnet hybrids / A.Yu. Aladyshkin, A.P. Volodin, and V.V. Moshchalkov // Phys. Rev. B. 2009 (submitted).

Релаксационная динамика сверхпроводящих джозефсоновских кубитов в сильном переменном поле

А.И. Гельман¹, А.М. Сатанин²

¹ Институт прикладной физики РАН, ул. Ульянова, 46, 603950, Н. Новгород.

² Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского, пр. Гагарина, 23, Н. Новгород.

e-mail: gelman@appl.sci-nnov.ru

В последнее время выполнены измерения характеристик одиночных квантовых объектов: иона в магнитной ловушке, оптической моды в резонаторе, макроскопического сверхпроводящего контура (джозефсоновского перехода). Данные эксперименты стимулировали разработку теоретических методов описания единичных реализаций квантовых процессов. Возникшие в начале 90-х годов методы: квантовых траекторий, квантовых скачков (или квантовый метод Монте-Карло) расчета волновой функции системы позволили глубже понять особенности релаксационного поведения квантовых систем [1]. Возможность исследовать единичные реализации процессов в квантовых системах (а не только усредненные данные) дает практическую возможность осуществлять численное моделирование любых экспериментов квантовой динамики, процессов передачи и хранения квантовой информации. Хотя данный метод эквивалентен методу оператора плотности, он имеет существенные преимущества с точки зрения практической реализации при численных расчетах сложных систем, поскольку допускает использование параллельных алгоритмов моделирования.

Сверхпроводящие потоковые кубиты (persistent-current cubit) – искусственный квантовый объект, в котором можно организовать большое число уровней [2]. Существенным преимуществом такого атома является возможность управлять, в том числе динамически, структурой уровней путем подачи внешнего поля. Кроме того, можно организовывать массив связанных кубитов на чипе и исследовать коллективную динамику системы.

В данной работе квантовым методом Монте-Карло исследована релаксационная динамика сверхпроводящего джозефсоновского кубита под действием сильного СВЧ-поля. Для моделирования выбраны параметры переходов и внешнего поля, соответствующие эксперименту [3]. Рассмотрен процесс амплитудной спектроскопии динамики кубита, позволяющий определить его параметры. Получены квантовые траектории, характеризующие эволюцию одиночного кубита в единичном эксперименте. Результаты численного моделирования сопоставляются с точным решением для волновой функции кубита во внешнем поле без учета релаксации.

Гамильтониан кубита, взаимодействующий с шумовым резервуаром (для определенности рассмотрим фононный резервуар), имеет вид

$$H = H_s + H_b + H_{\rm int}, \qquad (1)$$

где $H_s = \frac{1}{2} (\varepsilon \sigma_z + \Delta \sigma_x)$ – гамильтониан системы, ε – расстояние между уровнями (в отсутствие взаимодействия между уровнями), Δ – параметр связи между уровнями, σ_z , σ_x – матрицы Паули, H_b – гамильтониан резервуара. Гамильтониан взаимодействия с резервуаром примет вид

$$H_{int} = X_z \sigma_z + X_x \sigma_x, \qquad (2)$$

где операторы X_x , X_z отвечают за продольную и поперечную релаксацию в системе. X_x определяет случайные изменения фазы в состоянии кубита, физически вызываемые флуктуацией потока через сверхпроводящий контур кубита, X_z отвечает за переворот спина и вызывается, например, флуктуацией заряда на джозефсоновских контактах.

С учетом релаксационных членов уравнение для оператора плотности в форме Линдблада [5]:

$$\dot{\rho} = -\frac{i}{\hbar} [\dot{H}_s, \rho] + \hat{L}_z \rho + \hat{L}_x \rho + \hat{L}'_x \rho, \qquad (3)$$

где ρ – оператор плотности кубита и переменные резервуара исключены. Оператор \hat{L}_x , отвечающий за релаксацию и \hat{L}_z , отвечающий за дефазировку:

$$\hat{L}_{x}\rho = \frac{\gamma_{ab}}{2}(n(\omega_{0})+1)(2\sigma_{ba}\rho\sigma_{ab}-\sigma_{aa}\rho-\rho\sigma_{aa}),$$

$$\hat{L}'_{x}\rho = \frac{\gamma_{ab}}{2}n(\omega_{0})(2\sigma_{ab}\rho\sigma_{ba}-\sigma_{bb}\rho-\rho\sigma_{bb}), \quad (4)$$

$$\hat{L}_{z}\rho = \gamma_{4}\Gamma(2\sigma_{z}\rho\sigma_{z}^{+}-\rho\sigma_{z}^{+}\sigma_{z}-\sigma_{z}^{+}\sigma_{z}\rho),$$

где $n(\omega) = (e^{\hbar\omega/kT} - 1)^{-1}$ – распределение числа бозонов при температуре *T* на частоте ω , γ_{ab} и Γ – продольная и поперечная скорости релаксации, определяемые спектром шума: $\Gamma = J_z(\omega) \coth(\frac{\hbar\omega}{2kT})|_{\omega\to 0};$ $\gamma_{ab} = J_x(\omega_0)$. Итоговые времена релаксации примут вид: $T_1^{-1} = \gamma_{ab} \coth(\frac{\hbar\omega_0}{2kT}), T_2^{-1} = \Gamma + \frac{1}{2}\gamma_{ab} \coth(\frac{\hbar\omega_0}{2kT}).$ При нулевой температуре исчезнет член $\hat{L}'_x \rho$: $T_1^{-1} = \gamma_{ab}, T_2^{-1} = \Gamma + \frac{1}{2}\gamma_{ab}$. Отсюда видно, и в экспериментах [2–4] подтверждается, что в такой среде $T_2^{-1} > T_1^{-1}$ и процессы дефазировки существенно доминируют над процессами релаксации.

В дальнейшем мы остановимся только на первых. При действии сильного внешнего поля гамильтониан кубита имеет вид

$$H_{s} = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} \varepsilon_{0} + A\cos(\omega t) & \Delta \\ \Delta & -(\varepsilon_{0} + A\cos(\omega t)) \end{pmatrix}, \quad (5)$$

где постоянная часть потока ε_0 модулируется внешним радиочастотным полем. Данный гамильтониан связан унитарным преобразованием

 $H_s = \frac{1}{2}(\sigma_z + \sigma_x)\tilde{H}_s(\sigma_z + \sigma_x)$ с известным гамильтонианом для двухуровневого атома под действием оптического поля. При больших амплитудах $A \ge \Delta$ резонансное приближение не применимо. Уровни энергия системы до возбуждения полем имеют вид: $\omega_{a,b} = \pm \sqrt{\varepsilon_0^2 + \Delta^2}$, т. е. зависят от значения ε_0 . Начальное состояние системы рассматривается на нижнем уровне $|b\rangle$.



Рис. 1. Населенность нижнего уровня (в базисе σ_z) от времени для скоростях дефазировки $\Gamma = 0,01(1)$ (серая тонкая), 0.16(2) (черная тонкая), 0.81(3) (черная), 4.00 (4) (серая). Стрелками обозначен момент дефазировки (траектории расходятся). A = 8.5, $\Delta = 1$, $\varepsilon_0 = 1$.

Релаксационная динамика в зависимости от времени единичного кубита представлена на рис. 1. При повышении скоростей дефазировки Г, динамика существенно меняется, и если для $\Gamma = 0.81$ еще видны признаки осцилляций Ландау – Зинера (пленение на уровне на временах $\frac{1}{2\omega}$), то при Г = 4 уже нет. Аналогично для раби-осцилляций. При Г = 0.16 они отчетливо видны с частотой $Ω_r = \Delta J_1(A/\omega) = 0.27$, $T_r \approx 3.7T_\omega$, значительно хуже при Г=0.81 и не видны при большой скорости дефазировки. Видно, что в начальное время динамика системы при различных скоростях релаксации одинакова, после первого скачка - уже различна (стрелки на рис. 1). Важен момент времени релаксации, т.к. в зависимости от фазы поля динамика будет разной.

При обработке эксперимента по измерению квантовых параметров кубита требуется набрать определенную статистику, обычно около 5000 раз. Используя метод Монте-Карло, мы можем моделировать процесс измерения, также получая усредненную динамику системы (рис. 2). Видны осцилляции Раби и выход населенностей на стационар под действием сильного поля. Кроме того, обычно в эксперименте начальная фаза импульса приложенного поля точно не определена, что мы также можем учесть при моделировании.

В применении к амплитудной спектроскопии мы можем рассмотреть среднюю по времени населенность верхнего уровня кубита при одинаковом переменном внешнем поле, меняя только постоянную его часть ε_0 (рис. 3). Пики соответствуют одно- двух- и т.д. фотонному резонансу. При учете релаксации часть пиков замывается, что соответствует результатам экспериментов.



Рис. 2. Населенность верхнего уровня при $\Gamma = 0.09$ для различных амплитуд внешнего поля A = 0.9 (черная жирная), A = 3.8 (серая жирная), A = 8.5 (черная тон-кая). Параметры $\Delta = 1$, $\varepsilon_0 = 1$.



Рис. 3. Населенность верхнего уровня кубита в зависимости от \mathcal{E}_0 . Г=0.01 (черная), Г=0.25 (серая).

Таким образом, квантовый метод Монте-Карло позволяет исследовать релаксационную динамику единичного джозефсоновского кубита, в том числе в применении к активно развивающемуся на сегодняшний день методу амплитудной спектроскопии. Рассмотрена раби-динамика такой системы и влияние процесса дефазировки на динамику. Метод позволяет точно моделировать реальный процесс измерения кубита, включая в рассмотрение флуктуацию фазы управляющего сигнала. Кроме того, метод может быть расширен на моделирование процесса измерения кубита с помощью СКВИДа. Разработанная численная методика позволяет исследовать любые многоуровневые квантовые системы и вычислять вероятность переходов при изменении параметров.

1. Plenio M.B. and Knight P.L. // Rev. Mod. Phys. 70, 101 (1998).

2. Oliver W. et al. // Quantum Inf. Process. 8, 261 (2009).

3. Oliver W.D. et al. // Science. 310, 1653 (2005).

4. Berns D. et al. // Nature. 455, 51 (2008).

5. Gardiner C.W., Zoller P. Quantum noise. Berlin Springer, 2000.

Асимметрия гистерезиса намагниченности гранулированных сверхпроводников

Д.М. Гохфельд, Д.А. Балаев, М.И. Петров, С.И. Попков, К.А. Шайхутдинов, В.В. Вальков

Институт физики им. Л.В. Киренского СО РАН, Академгородок, 50/38, Красноярск. e-mail: gokhfeld@iph.krasn.ru

Зависимости намагниченности от магнитного поля М(Н) высокотемпературных сверхпроводников, измеренные в температурах выше ~ 10 К, обладают осевой асимметрией гистерезиса. Асимметрия гистерезиса М(Н) увеличивается с ростом температуры, что связано с ослаблением пиннинга магнитных вихрей. Такая эволюция гистерезиса намагниченности не поддается интерпретации в рамках имеющихся моделей для расчета М(Н) сверхпроводников. Ранее модель [1] применялась для описания симметричных гистерезисных зависимостей M(H) гранулированных ВТСП на основе Tl и Bi, наблюдавшихся при низких температурах [1, 2]. Ниже рассмотрена модификация подхода [1]. Скорректированный подход был применен для расчета асимметричных зависимостей М(Н) текстурированного ВТСП.

При сильном пиннинге вихрей в сверхпроводнике $M^{-}(H_e) = -M^{+}(H_e)$ при значениях внешнего магнитного поля $H_e >> 0$, то есть гистерезис M(H) симметричен относительно оси *H*. Здесь $M(H_e) < 0$ – намагниченность образца, измеренная при увеличении внешнего поля от 0 до достаточно большого значения $H_e < H_m$, $M^+(H_e)$ – это намагниченность образца, измеренная при уменьшении внешнего поля от максимально приложенного поля H_m до H_{e} . При отсутствии пиннинга зависимость M(H)полностью обратимая, $M^{-}(H_{e}) = M^{+}(H_{e}) < 0$. Симметричные зависимости М(Н) наблюдаются в низких температурах на образцах с большим количеством дефектов, то есть тогда, когда реализуется сильный пиннинг вихрей. Обратимые зависимости М(Н) наблюдаются на очень чистых образцах низкотемпературных сверхпроводников или на образцах ВТСП в области высоких температур, вблизи Т_с, то есть когда выполняется условие практически полного отсутствия пиннинга вихрей.

Возникновение асимметрии $|M^-| > M^+$ связано с изменением распределения магнитной индукции в образце по сравнению со случаем сильного пиннинга. Кривая 1 (сплошная линия) на рисунке 1 демонстрирует распределение магнитной индукции B(x) в образце при сильном пиннинге после уменьшения поля от максимального приложенного значения H_m до меньшего значения H_e , здесь x – это глубина от поверхности гранулы. При тех же условиях, но без пиннинга распределение магнитной индукции B(x) соответствует кривой 2 (штриховая линия) на рисунке 1. Данные кривые рассчитаны в рамках подхода [1]. Пробные расчеты показали, что асимметричные зависимости намагниченности могут быть получены с использованием модифицированной зависимости В(x), промежуточной между кривыми 1 и 2 (рисунок 1) [4].

Подходящую зависимость B(x) удается найти, предполагая наличие в гранулах двух областей: 1) центральной области, в которой проникшие вихри закрепляются на дефектах; 2) приповерхностного слоя, в котором отсутствует пиннинг. При этом вводится глубина депиннинга d – параметр, определяющий ширину слоя у поверхности, в котором отсутствует пиннинг. Сильный пиннинг возможен в центральной области с радиусом R - d. Получающееся распределение магнитной индукции B(x) показано кривой 3 (пунктир) на рисунке 1. Выбор подходящего параметра d позволяет проследить кроссовер от сильного пиннинга во всем объеме гранулы (при d = 0) к полному отсутствию пиннинга (при d > R).

Модель Бина и базирующиеся на ней подходы (например, [1]) связывают величину диамагнитного отклика с произведением плотности критического тока гранул на характерный размер гранул. Предложенная модель указывает, что при размере гранул уже ~ 10–100 нм деппининг вихрей может привести к тому, что зависимость намагниченности будет полностью обратимой.



Рис. 1. Распределение магнитной индукции B(x) в образце при уменьшении внешнего поля от H_m до H_e . Сильный пиннинг (кривая 1, сплошная линия), отсутствие пиннинга (кривая 2, штриховая линия), ослабленный пиннинг (кривая 3, пунктир).

Синтез ВТСП Ві_{1.8}Pb_{0.3}Sr_{1.9}Ca₂Cu₃O_x (ВSCCO) и способ создания текстуры (степень текстуры 0.97, критическая температура 113 K) описаны в [3]. Полученная керамика состоит из плоских кристаллитов толщиной 1–2 мкм вдоль оси *с* и поперечными размерами ~ 10 × 10 мкм в *ab*-плоскости. Образец для измерений был выпилен из таблетки в форме куба с гранями 1.6 мм. Измерения намагниченности *M* проводились при двух вариантах ориентации магнитного поля *H* по отношению к преимущественному направлению кристаллитов в образце: $H \parallel c$ и $H \perp c$ – при температуре 4.2, 14,

25, 40, 60 и 80 К. Измеренные до 60 кЭ в 25 К и 40 К петли намагниченности представлены на рисунке 2 (символы).

Рассчитанные по предложенной модели кривые представлены на рисунке 2 (линии). Наблюдается хорошее согласие между экспериментальными и рассчитанными зависимостями M(H). Основными подгоночными параметрами для кривых были произведение внутрикристаллитной плотности критического тока j_c на характерный размер гранулы R и глубина свободной от пиннинга области d. Успешное описание экспериментальных петель возможно лишь при учете роста d при увеличении внешнего поля. Мы использовали простую зависимость вида $d(H) = d_0 (1 + H/H_n)$, где H_n определяет скорость возрастания d.

Некоторое расхождение между рассчитанными кривыми и экспериментальными петлями, возможно, вызвано неучтенным размагничивающим фактором образца и гранул. Также, для сокращения вычислений, мы не учитывали разброс параметров гранул. Такой учет выполним в рамках подхода [1] и, вероятно, улучшил бы совпадение между вычисленными и экспериментальными зависимостями M(H).

В работе [5] показано, что вихри в сильно анизотропном поликристаллическом ВТСП стремятся входить в кристаллиты всегда вдоль *ab*-плоскости. Таким образом, наблюдаемая анизотропия намагниченности при внешнем поле $H \parallel c$ и $H \parallel ab$ связана только с внутрикристаллитной анизотропией плотности критического тока $(j_c^{\ ab}/j_c^{\ c} \sim 50)$, но не с различными характерными размерами кристаллитов в плоскости *ab* и вдоль оси *c*. Очень большое расхождение между наблюдаемой в текстуре анизотропией намагниченности (~2) и внутрикристаллитной анизотропией критического тока (~50) характерно для сверхпроводящих текстур [5] и объясняется неидеальным упорядочением кристаллитов в керамике [6].

Работа поддержана программой президиума РАН "Квантовая физика конденсированных сред" и интеграционным проектом СО РАН № 53.

1. Вальков, В.В. Намагничивание гранулированных ВТСП в сильных магнитных полях / В.В. Вальков, Б.П. Хрусталев // ЖЭТФ. 1995. Т. 107, № 4. С. 1221–1231.

2. *Gokhfeld, D.M.* Magnetization loop and critical current of porous Bi-based HTS / D.M. Gokhfeld, D.A. Balaev, S.I. Popkov, K.A. Shaykhutdinov, M.I. Petrov // Physica C. 2006. V. 434. P. 135–137.

3. Петров, М.И. Получение методом одноосного прессования в жидкой среде и физические свойства висмутовой ВТСП керамики с высокой степенью текстуры / М.И Петров, Д.А. Балаев, И.Л. Белозерова, А.Д. Васильев, Д.М. Гохфельд, О.Н. Мартьянов, С.И. Попков, К.А. Шайхутдинов // Письма в ЖТФ. 2007. Т. 33, № 17. С. 52–60.

4. *Gokhfeld, D.M.* Asymmetry of magnetization curves of textured BSCCO / D.M. Gokhfeld, D.A. Balaev, S.I. Popkov, K.A. Shaykhutdinov, M.I. Petrov // Physica C. 2010. [In press].

5. *Kung, P.J.* Critical-current anisotropy, intergranular coupling, and effective pinning energy in $Bi_2Sr_2Ca_2Cu_2O_{8+\delta}$ single crystals and Ag sheathed (Bi, Pb)₂Sr₂Ca₂Cu₃O_{10+\delta} tapes / P.J. Kung, M.E. McHenry, M.P. Maley, P.H. Kes, D.E. Laughlin, W.W. Mullins // Physica C. 1995. V. 249. P. 53–68.

6. *Eisterer, M.* Critical currents in weakly textured MgB₂: Nonlinear transport in anisotropic heterogeneous media / M. Eisterer, W. Hassler, P. Kovac // arXiv. 0910.5681v1. 2009.



Рис. 2. Зависимости намагниченности M от магнитного поля H текстурированного BSCCO. Направление поля параллельно оси c кристаллитов (**a**). Направление поля параллельно плоскости ab кристаллитов (**b**). Символы – экспериментальные данные для T = 25 К и 40 К. Линии – рассчитанные по модели кривые.

Центр проскальзывания фазы в сверхпроводящей нанопроволоке: зависимость барьера свободной энергии от транспортного тока, магнитного поля и температуры

А.В. Семёнов¹, И.А. Девятов², П.А. Крутицкий³, М.Ю. Куприянов²

¹ Московский педагогический государственный университет, 119992 Москва.

² Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова, 119991 Москва.

³ Институт прикладной математики им. Келдыша, 125047 Москва.

e-mail: a_sem2@mail.ru, igor-devyatov@yandex.ru

Исследование явления проскальзывания фазы актуально для получения ответа на фундаментальный вопрос сверхпроводящей наноэлектроники: до каких сечений сверхпроводящей проволоки сохраняется её способность переносить ток без диссипации. За последние несколько лет были получены новые теоретические результаты [1-4], означающие существенное продвижение по сравнению с классической теорией ЦПФ (центров проскальзывания фазы) [5, 6]. Эти новые результаты включают в себя вычисление вероятности, с которой происходят ЦПФ при сверхнизкой температуре [1], коррекцию выражения Мак-Камбера – Гальперина [6] для предэкспоненциального множителя в выражении для вероятности ЦПФ вблизи критической температуры T_c [2], а также вычисления зависимости барьера свободной энергии от тока в чистой сверхпроводящей нанопроволоке при произвольной температуре [3]. Однако до настоящего времени не было проведено вычислений зависимости барьера свободной энергии от тока для наиболее важного для практических применений случая диффузной нанопроволоки, находящейся при произвольной по сравнению с Т_с температуре.

В настоящей работе мы рассматриваем проблему ЦПФ для случая диффузного одномерного сверхпроводника в формализме уравнений Усаделя, записанных в мацубаровской технике. Нами численно рассчитаны координатно-зависимые функции Грина, соответствующие седловой точке траектории в конфигурационном пространстве, и получена зависимость барьера свободной энергии от транспортного тока, приложенного магнитного поля и температуры.

Отправным пунктом для нас является то обстоятельство, что состояние сверхпроводника в седловой точке конфигурационного пространства (соответствующей максимуму свободной энергии при флуктуации проскальзывания фазы) может быть описано термодинамически.

Мы применяем для описания состояния диффузного одномерного сверхпроводника с ЦПФ уравнения Усаделя [7], записанные в мацубаровской технике:

$$D\left\{G\partial^2 F - F\partial^2 G - p_s^2 F G\right\} - 2wF + 2\Delta G = 0, \quad (1a)$$

$$\partial \left(p_s F^2 \right) = 0. \tag{16}$$

Здесь G и F – мацубаровские функции Грина, связанные между собой условием нормировки

 $G^2+F^2=1$; p_s и Δ – координатно-зависимые сверхтекучий импульс и параметр порядка, $w=(2n+1)\pi T$ – мацубаровская частота (T – температура, n – неотрицательное целое число), D – коэффициент диффузии.

Система (1) должна быть дополнена уравнением самосогласования для параметра порядка:

$$2\pi T \sum_{w} \left(\Delta/w - F \right) = \Delta \ln \left(T/T_c \right).$$
⁽²⁾

Решения системы (1) описывают всевозможные термодинамически равновесные состояния одномерного диффузного сверхпроводника. Интересующему нас случаю одиночного ЦПФ в бесконечно длинном сверхпроводнике соответствует решение солитонного типа с очевидными граничными условиями на бесконечности $F(x \rightarrow \infty) = F_{\infty}$, $p_s(x \to \infty) = p_{s\infty}, \Delta(x \to \infty) = \Delta_{\infty}, (F_{\infty}, p_{s\infty}, \Delta_{\infty}, -$ аномальная функция Грина, сверхтекучий импульс и параметр порядка вдали от ЦПФ, где состояние сверхпроводника описывается пространственнооднородным уравнением Усаделя $-Dp_{s\infty}^2F_{\infty}G_{\infty}$ – $-2wF_{\infty} + 2\Delta_{\infty}G_{\infty} = 0$). Из пространственной симметрии ЦПФ следуют граничные условия в нуле координат $\partial F(x=0)=0$, $\partial p_s(x=0)=0$, $\partial \Delta(x=0)=0$, а требование одиночности ЦПФ означает монотонную координатную зависимость всех величин на интервале $(0, \infty)$.

Проинтегрировав (1б), можно выразить координатную зависимость сверхтекучего импульса через координатную зависимость аномальной функции Грина: $p_s(x) = p_{sx}F_x^2/F^2(x) \equiv P/F^2(x)$. Подстановкой этого соотношения в (1а) и исключением $\partial^2 G$ система (1) сводится к одному дифференциальному уравнению: одной неизвестной функцией *F*:

$$D\left\{\frac{\partial^2 F}{G} + F\frac{\left(\partial F\right)^2}{G^3} - P^2\frac{G}{F^3}\right\} - 2wF + 2\Delta G = 0. \quad (3)$$

При наличии внешнего магнитного поля в фигурных скобках в уравнениях (1а) и (3) появляется дополнительное слагаемое – $2\Gamma GF$, где «параметр распаривания» определяется как $\Gamma/\Delta_0 = (B/B_{\Gamma})^2$, а характеристическое поле $B_{\Gamma} = \Phi_0 \sqrt{6}/\pi\xi a$ (Φ_0 – квант магнитного потока, a – ширина сверхпроводящей полоски).

Уравнение (3) с приведёнными выше граничными условиями решалось нами численно совместно с уравнением самосогласования (2). Для иллюстрации вида решения уравнения, на рис. 1 и 2 приведены координатные зависимости параметра порядка при различных температурах и магнитных полях.



Рис. 1. Координатная зависимость параметра порядка при нескольких температурах *T*. *T* равняется (сверху вниз): 0, $0.5T_c$, $0.8T_c$, $0.9T_c$, $0.95T_c$.



Рис. 2. Координатная зависимость параметра порядка при нескольких значениях параметра Г. Γ/Δ_0 равняется (сверху вниз): 0, 0.1, 0.2, 0.3, 0.4, 0.45, 0.5.

По рассчитанным функциям Грина и параметру порядка может быть вычислен порог свободной энергии. Нам не удалось найти в литературе формулу, выражающую свободную энергию сверхпроводника через усаделевы функции Грина, поэтому мы вывели её из соответствующего выражения квазиклассической техники, полученного Эйленбергером [8]. Результат можно представить в виде:

$$\Omega = N_0 \int d^3 r \left\{ \left| \Delta \right|^2 \ln \frac{T}{T_c} + 2\pi T \sum_{\omega > 0} \left[\frac{\left| \Delta \right|^2}{\omega} - I(\omega) \right] \right\}, \quad (4)$$

$$I \equiv I_0 + I_1 + I_2,$$

$$I_0 = \Delta^* f + \Delta f^+ + 2\omega (G - 1),$$

$$\begin{split} I_1 &= D\left(G-1\right) \left\{ \frac{1}{G} \left(\frac{\nabla F}{F}\right)^2 - \frac{G\nabla^2 F - F\nabla^2 G}{F} \right\},\\ I_2 &= \frac{1}{2} D\left(\frac{\nabla F}{G}\right)^2. \end{split}$$

Подстановка решения уравнений (2) и (3) в формулу (4) даёт возможность рассчитать зависимость порога свободной энергии от температуры, магнитного поля и сверхтока. На рис. 3 приведена зависимость порога свободной энергии ΔF от температуры.



Рис. 3. Зависимость порога свободной энергии от температуры.

Работа поддержана грантами РФФИ 09-02-01351-а, 09-02-12351-офи_м.

1. *Golubev D.S. and Zaikin A.D.* Quantum tunneling of the order parameter in superconducting nanowires // Phys. Rev. B 2001. V. 64. P. 014504-1 - 014504-8.

2. *Golubev D.S. and Zaikin A.D.* Thermally activated phase slips in superconducting nanowires // Phys. Rev. B. 2008. V. 78. P. 144502-1 – 144502-8.

3. Zharov A., Lopatin A., Koshelev A.E., and Vinokur V.M. Microscopic Theory of Thermal Phase Slips in Clean Narrow Superconducting Wires // Phys. Rev. Lett. 2007. V. 98. P. 197005-1 – 197005-4.

4. Ovchinnikov Yu.N. and Varlamov A.A. Fluctuation-Dissipative Phenomena in a Narrow Superconducting Channel Carrying Current Below Critical // arxiv 0910.2659v1 [cond-mat.supr-con].

5. Langer J.S. and Amegaokar V. Intrinsic Resistive Transition in Narrow Superconducting Channels // Phys. Rev. 1967. V. 164. P. 498–510.

6. *McCumber D.E., Halperin B.I.* Time Scale of Intrinsic Resistive Fluctuations in Thin Superconducting Wires// Phys. Rev. B. 1970 V. 1. P. 1054–1070.

7. Usadel K.D. Generalized Diffusion Equation for Superconducting Alloys// Phys. Rev. Lett. V. 25. P. 507–509.

8. *Eilenberger G.* Transformation of Gorkov's Equation for Type II Superconductors into Transport-Like Equations // Zeitschrift für Physik 1968. V. 214. S. 195–213.

Управление транспортными свойствами FSF структур

<u>Т.Ю. Карминская¹</u>, М.Ю. Куприянов¹, А.А. Голубов²

¹ Научно-исследовательский институт ядерной физики, Московский государственный университет, 119992, Москва. ² Университет Твенте, 7500, Еншеде, Нидерланды. e-mail: janaph@gmail.com

В последнее время наблюдается значительный интерес к структурам сверхпроводник (S) – нормальный металл (N). Эффект близости между сверхпроводником и нормальным металлом приводит к существенным изменениям проводимости нормального металла. В зависимости от типа сверхпроводящих корреляций (спин-синглетные или спин-триплетные) эффект близости будет приводить к различному поведению транспортных свойств структуры.

В SF-структурах (F – ферромагнетик) со спинсинглетным сверхпроводником возможна генерация вблизи SF границы как триплетной компоненты с нулевой проекцией спина, так и триплетной компоненты с ненулевой проекцией спина. Генерация последней (дальнодействующей) компоненты возможна при существовании неоднородности намагниченности. Такая неоднородная намагниченность может быть реализована, например, в FSF-структурах с неколлинеарными векторами намагниченности ферромагнитных слоев.

В представляемой работе обсуждается поведение дифференциальной проводимости для F-FSF-F-структур, в которых FS-элемент расположен на F-слое, в зависимости от угла разориентации векторов намагниченности ферромагнитных слоёв в пределе "грязных" металлов в рамках квазиклассических уравнений Узаделя. Показывается, каким образом может быть осуществлено управление дифференцальной проводимостью структуры посредством изменения угла разориентации. А также рассматривается способ детектирования дальнодействующей триплетной компоненты в рассматриваемой F-FSF-F-структуре.

Джозефсоновские ф-контакты на основе гетероструктур с ферромагнитными прослойками

Н.В. Кленов, В.К. Корнев, Н.Г. Пугач, А.В. Шарафиев, С.В. Бакурский

МГУ имени М.В. Ломоносова, физический факультет, Москва, Ленинские горы, 1. e-mail: nvklenov@nm.ru

Условия создания ф-контактов

К настоящему моменту уже неплохо изучены возможности создания джозефсоновских π контактов, характерной особенностью которых является π-сдвиг ток-фазовой зависимости (ТФЗ), на основе гетероструктур типа сверхпроводник ферромагнетик - сверхпроводник (SFS) [1]. Появились и обсуждения реализации так называемых *ф*-контактов на основе сверхпроводящих гетероструктур с ферромагнитными прослойками различных типов. В контактах такого типа основное состояние реализуется при значении джозефсоновской фазы φ , отличном от нуля. φ -контакты обладают рядом особенностей (несинусоидальная ток-фазовая зависимость, два критических тока, специфическая зависимость критического тока перехода от магнитного поля, дробные ступени Шапиро), что делает их интересным объектом для ряда практических приложений [2].

При том что к настоящему времени известно несколько теорий, предсказывающих, например, несинусоидальный вид ТФЗ для джозефсоновских гетероструктур с ферромагнитной прослойкой [3], до сих пор нет ясного ответа на вопрос о том, при каких именно условиях проще всего создать φ -контакт на их основе. Ясно лишь, что в этом случае амплитуды вторых (или более высоких) гармонических компонент должны быть достаточно велики, причем знаки, например, первой и второй гармонической компонент должны различаться. В данной работе мы представляем итоги поиска ответа на поставленный вопрос для SFS-, SIFS- и SIFIS-контактов в «чистом» и «грязном» пределах.

В первую очередь необходимо отметить, что знаки гармонических компонент в ТФЗ чувствительны к присутствию тонких изолирующих прослоек I между сверхпроводником и ферромагнетиком. Для систем с низким сопротивлением S/F- границы и заметным эффектом близости первая и вторая гармоники в ТФЗ имеют один знак, тогда как в присутствии диэлектрической прослойки такая «симметрия» может разрушаться. И существование параметров, при которых амплитуда второй гармонической компоненты будет относительно велика по модулю, предсказывает целый ряд теоретических моделей: в SFS-структуре величина первой и второй гармонических компонент является осциллирующей функцией толщины ферромагнитной прослойки, причем период осцилляций второй гармоники почти всегда в два раза меньше, чем первой. Это ведет к тому, что для толщины F-слоя, близкой к толщине 0-*п* перехода, первая гармоника в ТФЗ обращается в ноль, в отличие от второй, что и обеспечивает возможность создания *ф*-контакта на основе SFS-структуры. На количественном языке эти представления удобно описать через комплексную длину затухания параметра порядка в ферромагнетике $\xi_{\rm F}$ ($\xi_{\rm F}^{-1}$ = $= \xi_1^{-1} + i\xi_2^{-1}$), где величина ξ_1 определяет скорость уменьшения амплитуды гармоник с ростом толщины F-слоя, а ξ_2 – период осцилляций гармоник.

В «грязном» пределе, когда длина свободного пробега электрона $l \ll \xi_{1,2}, \xi_1$ существенно зависит от l (а также от длины рассеяния с переворотом спина или длины рассеяния на электронную *d*-ветвь в F-слое), а критический ток контакта и амплитуды обеих гармоник в ТФЗ экспоненциально уменьшаются с ростом толщины ферромагнетика. Причем в соответствии с видом решения уравнений Узаделя здесь вторая гармоника не только осциллирует в два раза «быстрее», но и «скорость» её затухания в два раза больше, что делает возможным создание *ф*-контакта лишь при очень маленькой толщине F-слоя d. В «чистом» пределе, когда l >> d, $\xi_{1,2}$ уменьшаются как 1/d, что и дает возможность создавать ф-контакты с относительно большим размером ферромагнитной прослойки и относительно большим критическим током. На рис. 1 представлены зависимости гармонических компонент от температуры, рассчи-



Рис. 1. Зависимость трех первых гармоник в ТФЗ от температуры для джозефсоновской SFS структуры в «чистом» пределе для толщины F-слоя $d = 0.3\xi_2$ (*a*) (вдали от области 0- π перехода) и $d = 0.55\xi_2$ (*b*) (вблизи 0- π перехода).

танные нами для никеля (Ni) на основании решения уравнения Эйленбергера. Таким образом, наиболее перспективными объектами для реализации φ -контактов являются джозефсоновские SIFIS-структуры с достаточно чистой ферромагнитной прослойкой, толщина которой близка к толщине 0- π перехода, при низких температурах.

Примеры применения ф-контактов

Популярным предметом спекуляций в настоящее время являются перспективы использования джозефсоновских *π*- и *φ*-контактов при создании сверхпроводящих кубитов [4]. Для исследования этого вопроса в настоящей работе было проведено сравнительное исследование эволюции состояний двух фазовых кубитов в процессе непрерывных неразрушающих квантовых измерений:

а) трехконтактного кубита на основе низкоиндуктивного π -интерферометра, где третий джозефсоновский π -контакт обеспечивает формирование двухъямного потенциала и без приложения постоянного инициализирующего магнитного поля (рис. 2, *a*, сверху);

б) двухконтактного кубита на основе низкоиндуктивного φ -интерферометра с несинусоидальной ТФЗ джозефсоновских контактов (рис. 2, *a*, снизу).

Представленные на сегодняшний день в литературе данные по виду энергетического спектра и базисных состояний таких кубитов слишком разнородны и не содержат зачастую аналитических выражений для зависимости спектра и состояний от величины приложенного магнитного поля. Поэтому пришлось разработать общий подход к решению уравнения Шредингера для двух различных типов кубитов на основе теории возмущений с использованием функций Матье в качестве нулевого приближения для волновых функций. Для примера на рис. 2, *б* приведены рассчитанные круговые токи в двух типах кубитов, соответствующие базисным состояниям |0> и |1>. Исследование эволюции состояний кубитов в открытой системе проводилось на основе анализа фундаментального уравнения Линдблада для матриц плотности в случае детерминированного внешнего воздействия [5]. Аналитические выражения, связывающие скорость разрушения когерентного состояния кубитов с особенностями их конкретной реализации и механизмом измерения состояния, позволили конкретизировать требования к свойствам π- и φконтактов в кубитных системах и механизмам управления и считывания состояний. Так, на рис. 2, в представлено количественное выражение скорости разрушения когерентного состояния любого из двух рассмотренных кубитов в зависимости от эффективной «жесткости» проводимого измерения тока в кольце интерферометра.

Работы проводились при поддержке гранта МНТЦ 3743 и грантов РФФИ 09-02-12176, 07-02-00918.

1. *Oboznov, V.A.* Thickness Dependence of the Josephson Ground States of Superconductor-Ferromagnet-Superconductor Junctions / V.A. Oboznov, V.V. Bol'ginov, A.K. Feofanov, V.V. Ryazanov, A.I. Buzdin // Phys. Rev. B. 2004. V. 74. P. 020503-1–4.

2. *Sellier, H.* Half-Integer Shapiro Steps at the $0-\pi$ Crossover of a Ferromagnetic Josephson Junction / H. Sellier, C. Baraduc, F. Lefloch and R. Calemczuk // Phys. Rev. Lett. 2004. V. 92. P. 257005–257009.

3. *Golubov, A.A.* The current-phase relation in Josephson junctions / A.A. Golubov, M.Yu. Kupriyanov, E. Il'ichev // Rev. Mod. Phys. 2004. V. 76. P. 411–469.

4. *Makhlin, Yu.* Quantum-state engineering with Josephson-junction devices / Makhlin Y., Schon G., Shnirman A. // Rev. Mod. Phys. 2001. V. 73, № 2. P. 357–400.

5. *Lindblad, G.* On the generators of quantum dynamical semigroups / G. Lindblad // Commun. Math. Phys. 1976. V. 48. P. 119–130.



Рис. 2. (*a*) Принципиальные схемы трехконтактного кубита на основе низкоиндуктивного π -интерферометра (сверху) и двухконтактного кубита на основе низкоиндуктивного φ -интерферометра с несинусоидальной ТФЗ джозефсоновских контактов (снизу). (*б*) Круговые токи в двух типах кубитов, соответствующие базисным состояниям |0> и |1>. Сплошные линии соответствуют токам в двухконтактном кубите, штриховая и штрихпунктирная – в трехконтактном. (*в*) Эволюция «запутанности» состояний обоих типов кубитов в зависимости от эффективной «жесткости» проводимого измерения тока в кольце интерферометра $K=kx^2h/2\pi\Delta_0$. Здесь x – матричный суммарной элемент джозефсоновской фазы в интерферометре, практически не зависящий, как показали расчеты, от выбора типа кубита. В качестве меры «запутанности» состояния использовалась не зависящая от выбора базиса энтропия фон Неймана, величина которой для одного кубита растет от нуля в случае чистого состояния до единицы для равномерной смеси.

Нарушение hc/2e-периодичности осцилляций типа Литтла – Паркса в сверхпроводящем мезоскопическом кольце

В.И. Кузнецов, А.А. Фирсов

Институт проблем технологии микроэлектроники и особочистых материалов РАН, ул. Институтская, 6, Черноголовка. e-mail: kvi@iptm.ru

Квантовые магнеторезистивные осцилляции были измерены в сверхпроводящем мезоскопическом кольце в перпендикулярном магнитном поле и температурах чуть ниже критической температуры T_C . Мы измеряли V(B)-напряжение при разных значениях внешнего постоянного тока, больше критического. С понижением температуры и увеличением тока hc/2e периодические осцилляции типа Литтла – Паркса [1] модифицировались в непериодические хорошо воспроизводимые осцилляции. Фурье-спектр этих колебаний содержит в себе целый набор высших гармоник hc/2en, причем вклады от гармоник с n=1 и до n=20 примерно одинаковы в исследуемом интервале полей.

Осцилляции с периодом hc/4e были ранее наблюдаемы в гибридных SNS-структурах [2, 3] и сверхпроводящих цилиндрах [4] и объяснялись взаимодействием между многократным андреевским отражением и интерференцией, наличием π контактов или смешением постоянного и переменного внешних токов. Для нашей структуры ни одно из этих объяснений не может быть применимо. Мы предлагаем другой механизм возникновения hc/2en-осцилляций.

Исследуемое кольцо со средним радиусом 1.939 мкм, шириной узких линий 0.17 мкм и толщиной 45 нм (рис. 1) было получено путем термического напыления алюминия на кремниевую подложку с использованием lift-off-процесса электронно-лучевой литографии. Структура имела параметры: $R_{4,2}$ = 52.7 Ом, $R_{300}/R_{4,2}$ =1.7, T_C =1.338 К.

На рисунке 2 представлена центральная часть V(B)-кривой, измеренной на этой структуре при постоянном внешнем токе I=9.8 мкА и температуре T=1.281 К в области малых магнитных полей. В этой области V(B)-напряжение имеет аномальный трехгорбовый вид. Имеются большие участки отрицательного магнетосопротивления.

В области больших магнитных полей (не показана здесь) аномальное поведение V(B)-кривой сменяется обычным. Так, V(B)-напряжение растет с увеличение поля и достигает своего максимального значения, соответствующего нормальному состоянию всей структуры.

Хотя область отрицательного магнетосопротивления наблюдалась ранее в сверхпроводящих петлях [5], до сих пор не предложено общепринятого механизма этого явления. Поведение осцилляций в этой области не изучалось. Некоторые эксперименты показывают отсутствие осцилляций в этой аномальной области [5]. V(B)-функция имела небольшой гистерезис (не показан здесь) в зависимости от направления медленной развертки магнитного поля.



Рис. 1. Образец в сканирующем электронно-растровом микроскопе. Внешний диаметр кольца равен 4.14 мкм. Буквами *I* и *V* показано подсоединение токовых и потенциальных контактов соответственно.

Отрицательное магнетосопротивление возникает при некотором пороговом значении тока. Если ток меньше порогового, то V(B)-осцилляции имеют период hc/2e и наличие высших гармоник в спектре ничтожно. При данных параметрах на центральном горбе осцилляции не наблюдаются, но хорошо видны на боковых горбах. При чуть меньших токах (например, I=8.2 мкА) высота центрального горба понижалась в несколько раз по сравнению с высотой боковых горбов. В этом случае в области центрального горба уже были заметны hc/2en-осцилляции.



Рис. 2. Зависимость постоянного напряжения от магнитного поля с параметрами, указанными на рисунке.

Исследуемая аномальная часть V(B)-функции в области левого горба подробно показана на рисунке 3. Хорошо виден период, соответствующий 1/20 от основного периода осцилляций. Осцилляции хорошо воспроизводятся и не зависят от термоциклирования. Однако эти осцилляции незначительно различаются в зависимости от направления развертки магнитного поля.

Фурье-спектр (FFT) этой левой горбообразной области V(B)-функции был получен при использовании 4096 равномерно распределенных точек в интервале от -10.827 до -5.56 G (рис. 4). Спектр V(B)-функции содержит фундаментальную частоту $f_i=1/\Delta B=S/(hc/2e)=0.5705$ 1/G, где ΔB – основной период осцилляций, S – эффективная площадь кольца, hc/2e – сверхпроводящий квант магнитного потока.

Существование незатухающих от магнитного поля высших гармоник $f_n = nf_1$ позволяет сделать

предположение о наличии различной $\Delta B/n$ периодичности V(B)-функции. Мы наблюдали немонотонную зависимость величины колебаний напряжения от тока и магнитного поля. Так, например, амплитуда осцилляций в области левого горба была на порядок больше, чем наблюдаемая на рис. 3, если внешний ток уменьшался до значения I = 7.7 мкА при той же самой температуре.

Из рисунков 3 и 4 хорошо видно, что вклады высших гармоник в hc/2en периодические квантовые осцилляции примерно одинаковы и близки к вкладу первой гармоники. Несинусоидальность циркулирующего периодического магнетозависимого тока в кольце не может быть главной причиной появления высших гармоник, так как $\Delta B/n$ периоды хорошо различимы на V(B)-кривой (рис. 3).



Рис. 3. Часть зависимости постоянного напряжения от магнитного поля в области левого горба. Внешние параметры такие же, как на рис. 2, однако направление развертки магнитного поля противоположно направлению развертки магнитного поля для кривой рис. 2.



Рис. 4. Зависимость нормированной Фурье амплитуды от нормированной частоты. Числа показывают номера гармоник.

Такое поведение, по-нашему мнению, связано с нетривиальной многозначной немонотонной зависимостью критического тока структуры от перпендикулярного магнитного поля. По-видимому, также появляется многозначность в зависимости циркулирующего тока кольца от магнитного поля. В частности, циркулирующий ток может принимать значения не только соответствующие минимальной энергии кольца, но и значения, соответствующие много большим энергиям.

В обычном классическом случае hc/2e осцилляции являются следствием квантования сверхпроводящего флюксоида в замкнутом сверхпроводящем контуре, пронизанном магнитным потоком [6]. При увеличении магнитного поля происходит периодическое переключение из энергетического состояния с квантовым числом *m* в состояние с квантовым числом *m* + 1. Это справедливо для состояний с минимально возможными энергиями.

Для состояний с большими энергиями возможны переходы с изменением квантового числа от m до m+N, где N>1. Такие переходы могут быть возможной причиной наблюдения высших гармоник.

Итак, мы впервые измерили hc/2en-осцилляции в сверхпроводящей мезоскопической петле.

Работа выполнена в рамках программы Президиума РАН «Квантовая макрофизика» (раздел «Мезоскопика»).

1. Little W.A. and Parks R.D. // Phys. Rev. Lett. 9, 9 (1962).

2. Petrashov V.T., Antonov V.N., Delsing P., and Claeson R. // Phys. Rev. Lett. 70, 347 (1993).

3. Wei J., Cadden-Zimansky P., and Chandrasekhar V. // Appl. Phys. Lett. 92, 102502 (2008).

4. Zadorozhny Y. and Liu Y. // Europhys. Lett. 55, 712 (2001).

5. Santhanam P., Umbach C.P., and Chi C.C. // Phys. Rev. B 40, 11392 (1989).

6. *Tinkham M*. Introduction to Superconductivity. New York : McGraw-Hill, 1975.

Исследование зависимости электрофизических и структурных параметров ҮВСО-пленки при изменении ее толщины

Н.В. Востоков, М.Н. Дроздов, Ю.Н. Дроздов, Д.В. Мастеров, С.А. Павлов, А.Е. Парафин

Институт физики микроструктур РАН, ГСП-105, Нижний Новгород. e-mail: masterov@ipm-sci-nnov.ru

Для эффективного использования сверхпроводящих пленок в различных устройствах их толщина должна удовлетворять условию $d >> \lambda_L$, где λ_L – лондоновская глубина проникновения. Таким образом, необходимы качественные пленки толщиной порядка 1 мкм и более.

В данной работе методом магнетронного напыления на подложках из фианита были выращены YBCO-пленки толщиной $d \approx 0.65$ мкм (образец № 1) и *d* ≈ 1 мкм (образец № 2). Детали технологии роста подробно изложены в [1]. Напыление каждого образца проходило в три этапа. Образец № 1 был выращен за три приблизительно равных по времени цикла напыления. После каждого этапа на части пленки проводились рентгеновские измерения и измерения критических температуры и тока (стандартным фотолитографическим методом с жидкостным травлением формировался мостик и термически осаждались серебряные контакты). На образце № 2 за один цикл была выращена пленка толщиной 0,5 мкм и измерены ее характеристики. Затем за два последовательных цикла напыления толщина пленки была увеличена в два раза и снова измерены ее характеристики. В перерывах между циклами роста образцы контактировали с атмосферой, жидким азотом, фоторезистом и диметилформамидом. Перед следующим ростовым циклом образцы кратковременно обрабатывались ацетоном в ультразвуковой ванне. Таким образом, образцы претерпевали два дополнительных фазовых перехода из орторомбической фазы в тетрагональную во время нагрева до температуры эпитаксии во втором и третьем циклах роста.

Результаты измерений показали, что электрофизические и структурные характеристики получаемых пленок не ухудшаются с ростом толщины до 1 мкм. Пленки имеют критическую температуру $T_c = 90-91$ К и критический ток при температуре жидкого азота $j_c = (1,5-3) \cdot 10^6$ А/см².

Методом вторично-ионной масс-спектрометрии (ВИМС) был исследован образец № 1. В пленке наблюдается неоднородное по поверхности распределение примесей F, Cl, S, C и др. Не было выявлено неоднородностей распределения элементов по глубине образца, связанных с поэтапным напылением пленки (рис. 1). Возрастание интенсивности иттрия связано, очевидно, с его диффузией из подложки в пленку в процессе роста.



Рис. 1. Элементный профиль образца № 1.

Методом атомно-силовой микроскопии (ACM) была исследована морфология поверхности образца № 2. На его поверхности имеются поры, частицы вторичных фаз, кристаллиты *а*-ориентированной фазы YBCO отсутствуют (рис. 2). Разориентированного либо гранулированного слоя не наблюдается, что свидетельствует об отсутствии нарушений механизма роста, связанного с накоплением дефектов и напряжений в структуре пленки.



Рис. 2. АСМ-изображение поверхности образца № 2. Толщина пленки 1 мкм.

Таким образом, использованная технология магнетронного напыления позволяет получать YBCO-пленки с высокими электрофизическими и структурными характеристиками толщиной до 1 мкм. Показано, что качество пленок сохраняется при перерывах в процессе роста, связанных с формированием рисунка на образце и измерением характеристик пленки. Это дает возможность изготовления структур, элементы которых формируются на основе YBCO-пленок различной толщины.

Работа выполнена при поддержке грантов РФФИ 09-08-00632-а и 09-02-01358-а.

1. Мастеров Д.В. Получение тонких пленок высокотемпературного сверхпроводника Y-Ba-Cu-О для высокочастотных применений в упрощенной магнетронной системе напыления / Д.В. Мастеров, С.А. Павлов, А.Е. Парафин, Ю.Н. Дроздов // ЖТФ. 2007. Т. 77, вып. 10. С. 109–113.

Флуктуационная проводимость в гибридных системах сверхпроводник – ферромагнетик

А.С. Мельников¹, С.В. Миронов¹, С.В. Шаров¹

¹ Институт физики микроструктур РАН, ГСП-105, Нижний Новгород. e-mail: svmironov@ipm.sci-nnov.ru

В работе представлены результаты исследования особенностей сверхпроводящего фазового перехода в гибридных системах сверхпроводник – ферромагнетик с неоднородным распределением намагниченности. Изучено влияние неоднородного магнитного поля на флуктуационную сверхпроводимость вблизи температуры перехода.

В нормальном состоянии сверхпроводника вблизи температуры сверхпроводящего перехода T_c флуктуационные эффекты приводят к возникновению дополнительного проводящего канала, обусловленного куперовскими парами. Проводимость сверхпроводящего канала учитывается в виде поправки Асламазова – Ларкина Δg к друдевскому кондактансу g_D , которая для двумерной сверхпроводящей пленки имеет вид [1]

$$\Delta g = \frac{e^2}{16\hbar} \frac{1}{\varepsilon},\tag{1}$$

где $\varepsilon = (T - T_c)/T_c$, T_c – температура сверхпроводящего перехода в отсутствие магнитного поля. Выражение (1) не справедливо в непосредственной близости от сверхпроводящего перехода, где поправка Асламазова – Ларкина перестает быть малой по сравнению с g_D .

Однородное магнитное поле *H* разрушают флуктуационные куперовские пары, в результате чего поправка к кондактансу уменьшается и становится равной

$$\Delta g = \frac{e^2}{2\hbar} \frac{1}{\varepsilon} F\left(\frac{\varepsilon}{2h}\right). \tag{2}$$

Здесь $h = H / H_{c2}$, $H_{c2} = \hbar c / 2e\xi^2$, ξ – длина когерентности при нулевой температуре, функция F(x) определяется выражением

$$F(x) = x^{2} \left[\psi \left(\frac{1}{2} + x \right) - \psi \left(x \right) - \frac{1}{2x} \right], \qquad (3)$$

 ψ – дигамма-функция.

В однородном магнитном поле температура сверхпроводящего перехода становится равной $T_{cH} = T_c (1-h)$, и вблизи T_{cH} поправка к кондактансу имеет вид

$$\Delta g = \frac{e^2}{16\hbar} \frac{4}{\varepsilon + h} = \frac{e^2}{16\hbar} \frac{4}{(T - T_{cH})/T_c} \,. \tag{4}$$

Выражение (4), также как и выражение (1), расходится при приближении к сверхпроводящему переходу как $(T - T_{cH})^{-1}$.

В настоящей работе показано, что пространственно неоднородное поле, создаваемое ферромагнетиком, может изменить характер расходимости поправки Асламазова – Ларкина при приближении к сверхпроводящему переходу.

В качестве неоднородного магнитного поля было рассмотрено поле в форме ступеньки, зависящее от одной продольной координаты:

$$H_z(x) = H_0 \operatorname{step}(x).$$
⁽⁵⁾

Такое поле является простейшей моделью поля одиночной доменной стенки толстого слоя ферромагнетика, расстояние между которым и сверхпроводящей пленкой много меньше ширины домена.

В магнитном поле (5) вдали от доменной стенки сверхпроводящая поправка к кондактансу описывается выражением (2), однако вблизи доменной стенки (на расстояниях порядка ξ) формируется квазиодномерный проводящий канал, проводимость в котором выше, чем в остальных областях образца. Вблизи температуры сверхпроводящего перехода кондактанс образца определяется проводимостью данного канала, поэтому характер расходимости поправки Асламазова – Ларкина имеет одномерный характер, то есть поправка к кондактансу пропорциональна $(T - T_{cH_n})^{-3/2}$.



Рис. 1. Форма спектра гамильтониана (6) при $\varepsilon = 0$ и $H = H_{z^2}$.

Для аналитического расчета поправки Асламазова – Ларкина использовалось нестационарное уравнение Гинзбурга – Ландау (см., например, [2]). При этом поправка к кондактансу определяется спектром оператора

$$H = -\alpha T_c \left[\varepsilon + \xi^2 \left(\nabla - \frac{2ie}{\hbar c} A \right)^2 \right], \qquad (6)$$

где векторный потенциал был выбран направленным вдоль оси y: $A_y = H_0 |x|$. Спектр $E_{n,k}$ гамильтониана (6) определяется двумя квантовыми числами: номером зоны n и волновым вектором вдоль границы доменной стенки k. Вид спектра $E_{n,k}$ при $\varepsilon = 0$ и $H = H_{c2}$ показан на рис. 1.

В случае, когда ток течет вдоль доменной стенки, поправка к кондактансу определяется выражением

$$\Delta g^{yy} = \frac{\pi e^2}{2\hbar} \alpha T \sum_{n=0}^{\infty} \sum_{n'=0}^{\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{v_{n,k;n',k'}^y v_{n',k';n,k}^y}{E_{n,k} E_{n',k'}} \left(E_{n,k} + E_{n',k'} \right).$$
(7)

Здесь α – коэффициент в теории Гинзбурга – Ландау, $v_{n,k;n',k'}^{y}$ – матричный элемент оператора проекции скорости на ось *y*.

В настоящей работе рассмотрен случай, когда температура близка к температуре сверхпроводящего перехода в присутствии магнитного поля, то есть величина $\min_{n,k} \{E_{n,k}\}$ близка к нулю. Тогда в сумме (7) можно оставить только слагаемые с n' = n = 0, поскольку их величина много больше величины остальных слагаемых. Выражение для матричного элемента скорости имеет вид

$$v_{n,k;n,k'}^{\nu} = \frac{\partial E_{n,k}}{\partial k} \delta_{k,k'}, \qquad (8)$$

поэтому выражение (7) может быть преобразовано к следующей форме:

$$\Delta g^{yy} = \frac{\pi e^2}{4\hbar} \alpha T \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{\left(v_{0,k;0,k}^y\right)^2}{E_{0,k}^3} dk .$$
 (9)

Основной вклад в интеграл (9) дает область k вблизи минимума нижней ветви спектра. В данной области спектр может быть разложен в степенной ряд:

$$E_{0,k} = \alpha T_c \left[\varepsilon + E_0(H_0) + \xi^2 \rho(H_0)(k - k_0)^2 \right], (10)$$

где $E_0(H_0)$ – минимальное значение энергии, зависящее от величины магнитного поля, а безразмерная функция $\rho(H_0)$ характеризует скорость изменения энергии вблизи минимума. Скорость же имеет вид

$$v_{0,k}^{\nu} = 2\alpha T_c \xi^2 \rho(H_0)(k - k_0) .$$
 (11)

Поскольку в области k вдали от минимума энергии дают малый вклад в интеграл (9), величина поправки к кондактансу не изменится, если в этих областях также считать, что спектр также имеет форму (10). Тогда, вычисляя значение интеграла (9), получаем

$$\Delta g^{yy} = \frac{\pi e^2 \xi \sqrt{\rho(H_0)}}{16L \left[(T - T_{cH_0}) / T_c \right]^{3/2}}.$$
 (12)

Здесь $T_{cH_0} = T_c \left[1 - E_0(H_0) \right]$ – критическая температура в присутствии поля, L – длина образца в направлении, перпендикулярном доменной стенке.

Выражение (12) справедливо, во-первых, когда сверхпроводящий кондактанс квазиодномерного канала Δg_{1D}^{yy} (величина которого может быть оценена из выражения (12) при $L = \xi$) много меньше друдевского кондактанса g_D . С учетом выражения (12) данное условие имеет вид

$$\left(\frac{\pi e^2 \sqrt{\rho(H_0)}}{16\hbar g_D}\right)^{2/3} << \frac{T - T_{cH_0}}{T_c} \,. \tag{13}$$

Второе условие применимости выражения (12) определяется возможностью рассмотрения только одного слагаемого суммы (7). Таким условием является малость минимума нулевой ветви спектра по сравнению с минимумом первой ветви:

$$\varepsilon + E_0(H_0) << E_1(H_0) - E_0(H_0), \qquad (14)$$

где $E_1(H_0)$ – минимальное значение энергии при n = 1.

Для определения качественного вида функций $E_0(H_0)$, $E_1(H_0)$ и $\rho(H_0)$ воспользуемся вариационным методом Ритца. Будем искать волновые функции, отвечающие нулевой и первой ветвям спектра в виде

$$\psi_0(k,x) \propto e^{-\frac{x^2}{2a_0^2(k)}}, \quad \psi_1(k,x) \propto x e^{-\frac{x^2}{2a_1^2(k)}}.$$
(16)

Тогда для функций $E_0(H_0)$ и $E_1(H_0)$ получаем:

$$E_0(H_0) = \sqrt{\frac{(\pi - 2)}{\pi}} \frac{H_0}{H_{c2}}, \qquad (17)$$

$$E_1(H_0) = \sqrt{\frac{3(3\pi - 8)}{\pi}} \frac{H_0}{H_{c2}}.$$
 (18)

Также на основе вариационного метода можно показать, что функция $\rho(H_0)$ не зависит от величины H_0 и равна

$$\rho(H_{_{0}}) = \frac{16\pi^{^{3}} - 72\pi^{^{2}} + 117\pi - 72}{(2\pi - 3)^{^{3}}} \approx 2,3.$$
(19)

С учетом выражений (17)-(19) критерий применимости выражения (12) имеет вид

$$\left(\frac{g_0}{g_D}\right)^{2/3} << \frac{T - T_{cH_0}}{T_c} << 0,56 \left(\frac{H_0}{H_{c2}}\right), \quad (20)$$

где $g_0 = e^2 / \hbar$ – квант кондактанса.

Таким образом, вблизи температуры сверхпроводящего перехода зависимость кондактанса от температуры может иметь одномерный характер:

$$\Delta g^{yy} \propto (T - T_{cH_0})^{-3/2}$$
. (21)

1. Асламазов Л.Г., Ларкин А.И. // ФТТ. 1968. №10. С. 1104.

2. Варламов, А.А. Теория флуктуаций в сверхпроводниках / А.А. Варламов, А.И. Ларкин. – М. : Добросвет : КДУ, 2007.

Корреляционный счетчик одиночных фотонов, основанный на сверхпроводящем однофотонном детекторе

<u>Р.В. Ожегов^{1,2*}</u>, П.В. Гронский², А.В. Дивочий^{1,2}, К.В. Смирнов^{1,2}, Г.Н. Гольцман¹

¹ Московский педагогический государственный университет, 119992 Москва, ул. М. Пироговская 29. ² ЗАО «Сверхпроводниковые нанотехнологии», 119021 Москва, ул. Россолимо 5/2. e-mail: Ozhegov_Roman@mail.ru

Существует широкий ряд задач, связанных с исследованием слабой люминесценции биологических, квантовых объектов, когда длительность люминесцентного импульса составляет единицы наносекунд, а его интенсивность – единицы фотонов в секунду. Детектирование подобных импульсов, с одной стороны, требует использования очень чувствительных приемников, способных фиксировать одиночные фотоны. С другой стороны, для восстановления временных характеристик люминесцентного импульса необходимо использовать схему совпадений, позволяющую точно определять время прихода фотона.

Исследование эффекта электронного разогрева в тонкопленочных сверхпроводниковых наноструктурах привело к созданию нового типа детекторов [1] – сверхпроводящих однофотонных детекторов ИК-диапазона (SSPD – superconducting single photon detector), а также к их использованию при решении как фундаментальных, так и прикладных задач многими научно-исследовательскими группами [2–4]. SSPD характеризуется высокой чувствительностью (способность детектирования одиночных ИК-фотонов), низкими шумами (NEP~10⁻²¹ Bт*Гц^{-0.5}), высокой скоростью счета (до 100 МГц) и малым джиттером (нестабильность переднего фронта выходного импульса составляет ~ 50 пс).

Для того чтобы реализовать на базе подобного сверхчувствительного приемника детектирование слабого короткого люминесцентного импульса, необходимо использовать корреляционную схему совпадения сигнала однофотонного детектора с опорным сигналом. В качестве опорного сигнала может служить как сигнал опорного генератора, запускающего исследуемый процесс люминесценции, так и сигнал с другого однофотонного детектора, на который также заводится исследуемое излучение. Принцип, лежащий в основе метода восстановления люминесцентного импульса при помощи однофотонного детектора, продемонстрирован на рисунке 1 [5]. Срабатывание однофотонного детектора происходит с вероятностью, пропорциональной распределению количества фотонов в импульсе. Каждый цикл работы корреляционного счетчика заключается в измерении времени между опорным сигналом и импульсом однофотонного детектора. Накопление измеренных времен по большому количеству срабатываний детектора позволяет восстановить фронт люминесцентного импульса с высокой степенью точности в виде гистограммы. Для корректного восстановления исходного люминесцентного импульса необходимо, чтобы джиттер схемы совпадения соответствовал джиттеру приемника и не превышал характерные времена исследуемого импульса.



Рис. 1. Принцип восстановления люминесцентного импульса при помощи корреляционного счетчика одиночных фотонов.

В настоящей работе мы представляем корреляционный счетчик, основанный на сверхпроводящем однофотонном детекторе. Блок-схема корреляционного счетчика представлена на рис. 2. Наиболее важным элементом, определяющим основные характеристики корреляционного счетчика, является преобразователь «время - напряжение». Схематически он изображен на рисунке 3. В начальный момент времени ключ SW1 замкнут, а ключ SW2 разомкнут. Пришедший стартовый импульс опорного сигнала размыкает ключ SW1, при этом ток источника тока І начинает заряжать конденсатор C и напряжение на конденсаторе растет по линейному закону. Отклик однофотонного детектора замыкает ключ SW2 и тем самым прекращает заряд конденсатора. Заряд на конденсаторе сохраняется благодаря диоду D до того момента, пока не произойдет считывание напряжения с конденсатора. В этот момент ключи приводятся в первоначальное положение, и начинается новый рабочий цикл. Напряжение конденсатора, пропорциональное времени заряда, измеряется при помощи аналого-цифрового преобразователя и передается в компьютер, программа которого интерпретирует эти данные и представляет пользователю усредненную зависимость интенсивности люминесцентного импульса от времени.



Рис. 2. Блок-схема корреляционного счетчика одиночных фотонов: SSPD – сверхпроводящий однофотонный детектор (superconducting single photon detector), TAC – преобразователь «время – напряжение» (time-to-amplitude converter), ПЛИС – интегральная схема с программируемой логикой, АЦП – аналого-цифровой преобразователь, PC – персональный компьютер. Стрелками показаны существующие связи между отдельными блоками счетчика.



Рис. 3. Блок-схема преобразователя «время – напряжение» (ТАС)

Наиболее важными характеристиками изготовленного корреляционного счетчика являются шаг накопления гистограммы ~ 10 пс, джиттер ~ 40 пс, максимальная скорость счета, связанная с временем аналого-цифрового преобразования, – 2 МГц, максимальная задержка между опорным сигналом и сигналом SSPD – 50 нс.

Для определения джиттера преобразователя «время – напряжение» сигнал однофотонного детектора одновременно подавался на оба входа корреляционного счетчика. Полученные после накопления результаты представлены на рисунке 4. Задержка в 4.2 нс связана с разными длинами соединительных кабелей от однофотонного детектора до входов корреляционного счетчика. Джиттер системы, определенный из аппроксимационной кривой, равен 40 пс.



Рис. 4. Пример работы корреляционного счетчика. Точками показаны экспериментальные данные, линия – аппроксимация экспериментальных данных гауссовой функцией. Джиттер системы равен 40 пс.

1. Divochiy A., Marsili F., Bitauld D. et al. // Nature Photonics, 2, 302–306 (2008).

2. Hostein R., Michon A., Beaudoin G. et al. // Appl. Phys. Lett. 93, 073106 (2008).

3. *Takesue H., Nam S., Zhang Q. et al.* // Nature Photonics, 1, 343–348 (2007).

4. Planken P. // Nature, 456, 454-455 (2008).

5. Becker W. The bh TCSPC Handbook. 2008.

ВТСП дисковый резонатор для высокостабильного гетеродина

В.Л. Вакс, Д.В. Мастеров, С.А. Павлов, А.Е. Парафин, С.И. Приползин

Институт физики микроструктур РАН, 603950, Нижний Новгород, ГСП-105. e-mail: parafin@ipm.sci-nnov.ru

В настоящее время в связи с широким применением в терагерцовом диапазоне сверхпроводниковых генераторов и приемных систем существует потребность в управлении частотой источников излучения [1, 2].

Традиционный подход к стабилизации частоты генераторов терагерцового диапазона представляет собой систему пропорционального умножения (на основе фазовых автоподстроек частот генераторов различных диапазонов) частоты опорного кварцевого генератора [3]. Такая система сложна, громоздка и дорогостояща, и она не обеспечивает реализации предельных возможностей сверхпроводниковых генераторов. Создание более высокочастотного аналога кварцевого генератора позволит уменьшить число преобразований частоты и получить сигнал с более низким уровнем фазовых шумов.

Данная работа посвящена изучению возможности использования дискового резонатора на основе высокотемпературного сверхпроводника YBCO для создания генератора на частоту 10 ГГц с низким уровнем фазовых шумов. Такой генератор предполагается использовать в качестве опорного генератора в сверхпроводниковом интегральном приемнике (СИП) терагерцового диапазона. В настоящее время в СИП применяется опорный генератор, стабилизированный кварцем, на частоту 20 ГГц, находящийся вне криостата. По гармонике этого генератора осуществляется частотно-фазовая синхронизация джозефсоновского осциллятора, интегрированного в криогенную систему СИП. Применение опорного генератора с ВТСП-резонатором позволит разместить всю систему исключительно в криостате. Такое решение даст возможность значительно уменьшить габариты всего СИП, позволит существенно уменьшить фазовые шумы гетеродина и, соответственно, повысить чувствительность сверхпроводникового интегрального приемника терагерцового диапазона.

В работе представлен генератор на частоту около 10 ГГц. В генераторе используется дисковый резонатор на основе высокотемпературного сверхпроводника YBa₂Cu₃O₇. Блок-схема генератора приведена на рис. 1. В состав генератора входят следующие элементы: ВТСП-резонатор; регулируемый фазовращатель в диапазоне частот 9–10,5 ГГц; малошумящий усилитель с коэффициентом усиления 16 дБ в полосе частот 9–10,5 ГГц и коэффициентом шума 2 дБ; направленный коаксиальный ответвитель в диапазоне частот 8–12 ГГц с ответвлением –10 дБ.

Исследуемый ВТСП-резонатор представляет собой диск диаметром 7 мм из пленки $YBa_2Cu_3O_{7-}$ $_{\delta}$, напыленной на подложку алюмината лантана, обратная сторона которой также покрыта ВТСПпленкой. Резонатор помещен в камеру из меди. Разработанная конструкция камеры позволила провести селекцию мод резонатора и обеспечить устойчивую генерацию на моде ТМ₀₁₀. Особенностью этой моды является отсутствие тока на краю ВТСП-диска. Конструкция камеры резонатора показана на рис. 2. Измерение АЧХ производилось на анализаторе цепей E8361A фирмы «Agilent».



Рис. 1. Блок-схема генератора





Измеренная добротность резонансной системы, включающей дисковый резонатор и камеру, составила ~10 000 на частоте около 10 ГГц, коэффициент передачи – 6 дБ. На рис. 3 приведена АЧХ резонатора, измеренная при температуре жидкого азота.

При температуре жидкого гелия резонансная система, включающая дисковый резонатор и камеру, имела следующие параметры: нагруженная добротность ~140 000 на частоте около 10 ГГц, коэффициент передачи – 30 дБ. На рис. 4 приведена АЧХ резонатора, измеренная при температуре жидкого гелия. При измерении фазовых шумов генератора камера с резонатором была помещена в термос с жидким азотом. Остальные элементы схемы находились при комнатной температуре.

В данной конструкции была достигнута устойчивая генерация на частоте 9,977 ГГц с выходной мощностью +3 дБм. Были измерены стабильность частоты и фазовые шумы. Измерение стабильности и фазовых шумов генератора производилось с применением спектроанализатора E4407 фирмы «Agilent». Нестабильность частоты генератора была равна 10⁻⁷/ч. Результаты измерений шумов (рис. 5) показали, что шумы генератора лежат ниже собственных шумов спектроанализатора, равных –78 дБн/Гц, –94 дБн/Гц и –122 дБн/Гц при отстройке от несущей на 1, 10 и 100 кГц соответственно.



Рис. 3. АЧХ резонатора при температуре жидкого азота. Ширина частотного интервала 2 МГц и 2 ГГц.

На рис. 5 также показаны расчетные шумы генератора на резонаторе с добротностью 10000, которые равны: –112, –140 и –163 дБн/Гц при отстройке 1, 10 и 100 кГц соответственно, и шумы генератора на резонаторе с добротностью 25000: –120, –148 и –178 дБн/Гц соответственно. Здесь же для сравнения приведены шумы кварцевого и лейкосапфирового генераторов.

Работа выполнена при поддержке грантов РФФИ 09-08-00632-а и РФФИ 09-02-97039-р поволжье а.



Рис. 4. АЧХ резонатора при температуре жидкого гелия. Ширина частотного интервала 500 кГц и 1 ГГц.

1. Pankratov, A.L. Spectral properties of phase-locked flux flow oscillator / A.L. Pankratov, V.V. Vaks, V.P. Koshelets // Journal of Applied Physics. 2007. V. 102, $N_{\rm D}$ 063912. P. 063912-1 – 063912-5.

2. Shitov, S.V. An integrated receiver with phase-locked superconducting oscillator / S.V. Shitov, V.P. Koshelets, A.B. Ermakov, P.N. Dmitriev, L.V. Filippenko, V.V. Khodos, V.L. Vaks, P.A. Yagoubov, W.J. Vreeling, P.R. Wesselius // IEEE Transactions on Applied Superconductivity. 2003. V. 13, № 2. P. 684–687.

3. Альтицуллер, Г.М. Малошумящий синтезатор частот 2 мм диапазона длин волн / Г.М. Альтшуллер, В.Л Вакс, В.Ф.Захарьяш, А.В. Иллюк, В.М. Клементьев, М.С. Мотов, А.Н. Панин, С.И. Приползин // ПТЭ. 2000. № 2. С. 164.



369

Влияние механических вибраций на электронный транспорт в сверхпроводящих наноконтактах

Т.С. Румянцева, А.Н. Марченков

«Курчатовский институт», пл. Академика Курчатова, 1, Москва. e-mail: rumyanceva-tatyana@yandex.ru

В течение последнего десятилетия сверхпроводящие наноконтакты активно используются для исследования джозефсоновских эффектов. В данной работе исследовались контакты со слабой связью в виде наноразмерного сужения между сверхпроводящими электродами. В таком контакте есть лишь небольшое количество проводящих каналов. В рамках формализма Ландауэра [1] проводимость каждого канала равна $\tau_i G_0$, где $\tau_i \leq 1$ – коэффициент проводимости, $G_0 = 2e^2/h$ – квант проводимости. Вследствие множественного андреевского отражения [2] электроны, не составляющие куперовских пар, могут пройти через слабую связь при напряжении $eV < 2\Delta$, где Δ – энергетическая щель в сверхпроводнике. В каждом цикле андреевского отражения через контакт переносится куперовская пара.

Наша работа была посвящена изучению взаимодействия джозефсоновских осцилляций с механическими степенями свободы в ниобиевых сверхпроводящих контактах, полученных путем механического разламывания тонкопленочных наноконтактов [3] в криогенных условиях. Этот метод называется технологией механически подстраиваемых контактов (mechanically controlled break junctions, MCBJ). Технология MCBJ и результаты исследований ниобиевых наноконтактов с проводимостью около 2–4 G_0 описаны в работах [3, 4]. Полученная точность подстройки длины контакта составила около 1 пм при общем изменении размера около 1 Å.

Были проведены измерения зависимости дифференциальной проводимости (dI/dV) от напряжения для высокопроводящей центрированной симметричной конфигурации контакта [5]. Полученная зависимость для разных значений температуры представлена на рисунке. Температура изменялась в пределах 4.2–12 К.

Ниже температуры сверхпроводящего перехода контакта (Tc ~ 8 K) наблюдалась как щелевая структура (subgap structure – SGS), которая является проявлением процессов множественного андреевского отражения при напряжениях $V = 2\Delta/ne$, n = 1, 2..., так и надщелевая структура (over-the-gap structure - OGS), состоящая из серии пиков, наблюдавшихся и для положительных и для отрицательных напряжений. Выше температуры Т_С обе структуры исчезают и характеристика dI/dV(V) не зависит от температуры. Наиболее важные наблюдения, сделанные на основе полученной зависимости, заключаются в следующем: несмотря на то, что пики щелевой структуры (SGS) перемещаются в область меньших напряжений с увеличением температуры вследствие уменьшения самой щели, пики надщелевой структуры (OGS) не изменяют своего положения. Вместе с тем высота этих пиков падает, и при температуре T_C они полностью исчезают. Расположение пиков надщелевой структуры практически симметрично относительно нуля напряжений, и при небольших температурах пики l^+ и l^- перекрываются щелевой структурой, но становятся хорошо заметны, когда при увеличении температуры пики щелевой структуры сдвигаются ближе к нулевому напряжению

На основе проведенных наблюдений можно предположить, что вышеупомянутые особенности в зависимости dI/dV (V) являются следствием атомной структуры и динамических свойств контакта. Также можно предположить, что пики надщелевой структуры в сверхпроводящем состоянии (которые соответствуют небольшим скачкообразным изменениям тока на вольт-амперной характеристике) вызваны резонансом между осциллирующим джозефсоновским током и механическими степенями свободы контакта.



Зависимость дифференциальной проводимости (dI/dV) от напряжения V

Возбуждение вибраций электронами уже наблюдалось в экспериментах с металлическими электродами в нормальном состоянии, соединенными с молекулярными и наноразмерными структурами, такими как фуллерен C_{60} [6], углеродными нанотрубками [7, 8], одиночными молекулами водорода и его изотопов [9], контактами и транзисторами на одиночных органических молекулах [10, 11], цепочками из атомов золота [12].

Наименьшим контактом, механические свойства и электронные свойства которого полностью соответствуют экспериментальным данным, является ниобиевый димер (Nb₂), подвешенный между двумя массивными электродами [4, 5]. Основным доказательством является совпадение положения пиков надщелевой структуры с частотами колебания трех основных механических степеней свободы димера в предположении, что вибрации возбуждаются за счет резонансного взаимодействия с переменным джозефсоновским током. Предсказанные собственные частоты нормальных мод колебаний подвешенного ниобиевого димера (поперечная (t) с собственной частотой $f_t = 0.5$ ТГц, продольная (*l*) с собственной частотой $f_l = 1.9$ ТГц, наклонная (w) с собственной частотой $f_w = 2.6 \text{ T}\Gamma\mu$) характеризуются низкими частотами по сравнению с частотой межатомных колебаний (11.1 ТГц). Расчет этих частот был произведен из первых принципов DFT [4] для конфигурации наноконтакта, где расстояние между электродами было $L_{gap} = 8.42$ Å, а расстояния между атомами димера и крайними атомами электродов a = a' = 3.17 Å. Пики надщелевой конфигурации отвечают продольной l^{\pm} и наклонной w^{\pm} модам (рисунок). Стрелками на рисунке обозначены напряжения, полученные путем подстановки теоретически предсказанных собственных частот в фундаментальное соотношение Джозефсона $\hbar w = 2eV$. Другие пики надщелевой конфигурации, с меньшей амплитудой, найдены в окрестности удвоенных джозефсоновских напряжений для продольной и наклонной мод, обозначенных на рисунке $2l^{\pm}$ и $2w^{\pm}$ соответственно.

Таким образом, в нашей работе было показано, что динамические сверхпроводящие эффекты можно использовать для возбуждения и исследования колебательных степеней свободы микроскопических контактов. Были исследованы характерные особенности ниобиевых наноконтактов ниже температуры сверхпроводящего перехода T_C , связанные с резонансным взаимодействием осциллирующего тока, протекающего через контакт, с собственными модами колебаний контакта. Был произведен расчет последних из первых принципов и показано, что результаты расчетов совпадают с измеренными спектральными характеристиками.

1. *Landauer R*. Spatial variation of currents and fields due to localized scatters in metallic conduction // IBM J. Res. Dev. 1957. **1**, 223–231.

2. *Klapvijk T.M., Blonder G.E., Tinkham M.* Explanation of subharmonic energy gap structure in superconducting contacts // Physica. B. 1982. **109** / **110**, 1657–1664.

3. Dai Z., Marchenkov A. Subgap structure in resistevly shunted superconducting atomic point contacts // Appl. Phys. Lett. 2006. **88**, 203120.

4. *Marchenkov A., Dai Z., Zhang C. et al.* Atomic dimmer shuttling and two level conductance fluctuations in Nb nanowires. Phys. Rev. Lett. 2007. 98, 046802.

5. Marchenkov A., Dai Z., Donehoo B. et al. Alternating current Josephson effect and resonant superconducting transport through vibrating Nb nanowires // Nature Nanotechonology. 2007. **2**, 481–485.

6. *Park H., Park J., Lim A.K.L. et al.* Nanomechanical oscillations in a single C₆₀ transistor // Nature. 2000. **407**, 57.

7. Sazonova V., Yaish Y., Ustunel H. et al. A tunable carbon nanotube electromechanical oscillator // Nature. 2004. **431**, 284–287.

8. *LeRoy B.J., Lemay S.G., Kong J. et al.* Electrical generation and absorption of phonons in carbon nanotubes // Nature. 2004. **432**, 371–374.

9. *Smit R.H.M., Noat Y., Untiedt C. et al.* Measurement of the conductance of a hydrogen molecule // Nature. 2002. **419**, 906-909.

10. *Stipe B.C., Rezaei M.A., Ho W.* Single-molecule vibrational spectroscopy and microscopy // Science. 1998. **280**, 1732-1735.

11. Zhitenev N.B., Meng H., Bao Z. Conductance of small molecular junctions // Phys. Rev. Lett. 2002. 88, 226801.

12. Agraït N., Untiedt C., Rubio-Bollinger G., Vieira S. Onset of dissipation in ballistic atomic nanowires // Phys. Rev. Lett. 2002. **88**, 216803.

Рождение и депиннинг пар вихрь – антивихрь в поле магнитного диполя

Д.А. Савинов, В.И. Позднякова, И.М. Нефёдов, И.А. Шерешевский, Д.А. Рыжов, А.Ю. Аладышкин

Институт физики микроструктур РАН, ГСП-105, Нижний Новгород. e-mail: savinovda@ipm.sci-nnov.ru

Интерес к исследованию термодинамических и транспортных свойств магнитосвязанных гибридных структур сверхпроводник - ферромагнетик (S/F) связан с возможностью управления сверхпроводящими свойствами этих систем путем контролируемого изменения магнитного состояния ферромагнетика [1, 2]. Неоднородное поле ферромагнетика может служить источником вихрей и антивихрей в тонких сверхпроводящих пленках. Например, для гибридных S/F-систем, содержащих одну ферромагнитную частицу, в приближении Гинзбурга – Ландау ранее была определена равновесная вихревая структура в зависимости от магнитного момента частицы, ориентированного перпендикулярно пленке [3–5]. Было показано, что вихри располагаются под ферромагнитной частицей и, начиная с некоторых значений намагниченности, становится выгодным образование многоквантового вихря. При этом антивихри упорядочиваются в кольцо вокруг образованного вихря, и число антивихрей увеличивается с ростом магнитного момента частицы. Следует отметить, что в цитированных работах при определении характеристик вихревых решений использовались периодические граничные условия для параметра порядка и векторного потенциала.

В ряде случаев магнитостатическое взаимодействие вихрей с неоднородным магнитным полем, создаваемым ферромагнитными частицами, может быть учтено в виде дополнительного потенциала для вихрей. Такое взаимодействие будет способствовать закреплению вихрей вблизи магнитной частицы и тем самым усиливать пиннинг в рассматриваемой системе. В работах [6-10] определен потенциал взаимодействия магнитной частицы и вихря в рамках лондоновского приближения для случая малых значений намагниченности. При увеличении намагниченности необходимо учитывать вклад в энергию взаимодействия, вызванный локальным подавлением сверхпроводящего параметра порядка вблизи магнитной частицы, а также рождением пары вихрь – антивихрь за счет собственного магнитного поля частицы. Поведение потенциала взаимодействия при соответствующих значениях магнитного момента ранее не исследовалось.

В данной работе в рамках теории Гинзбурга – Ландау рассмотрена задача о формировании вихревых структур и их динамике в мезоскопических сверхпроводящих пленках в поле магнитного диполя с использованием граничных условий типа сверхпроводник-изолятор. Все расчеты были проведены численно с использованием пакета программ, разработанного в ИФМ РАН.



Рис. 1. Диполь с магнитным моментом *m*, лежащим параллельно плоскости сверхпроводящей пленки, и создаваемая полем диполя пара вихрь (черный кружок) – антивихрь (белый кружок).

Для диполя с магнитным моментом m, лежащим параллельно сверхпроводящей пленки (рис. 1), мы нашли условия образования пар вихрь – антивихрь. Зависимость числа вихревых пар N_{v-av} от m является кусочно-постоянной монотонно возрастающей функцией (рис. 2).



Рис. 2. Зависимость числа пар вихрь – антивихрь от магнитного момента $m=H_{c2}{}^{(0)}\xi_0{}^3$ ферромагнитной наночастицы, лежащего в плоскости сверхпроводящей пленки. Частица расположена на высоте $h=\xi_0{}^{c}$ от пленки, $H_{c2}{}^{(0)}$ – верхнее критическое магнитное поле при температуре T=0.

Также была изучена динамика пар вихрь – антивихрь в присутствии однородного стороннего тока J_{ext} (рис. 1). Мы вычислили критический ток депиннинга j_d , определяющий начало движения вихрей (переход в резистивное состояние), как функцию угла α между направлениями стороннего тока J_{ext} и магнитного момента m.

В зависимости от взаимной ориентации диполя и внешнего тока реализуется один из двух режимов депиннинга вихрей: (*i*) вихрь и антивихрь двигаются навстречу друг другу и аннигилируют под диполем, (*ii*) вихрь и антивихрь уходят из-под диполя в противоположных направлениях. В обо-
их случаях после исчезновения вихря и антивихря в образце формируется новая пара вихрь – антивихрь, которая эволюционирует аналогичным образом. Зависимость $j_d(\alpha)$ является немонотонной (рис. 3), при этом максимальное значение j_d реализуется в области смены режима депиннинга.



Рис. 3. Зависимость критической плотности тока депиннинга j_d/j_c пары вихрь – антивихрь от угла ориентации диполя ($m=2H_{c2}^{(0)}\xi_0^{-3}$, $h=0.5\xi_0$) относительно транспортного тока J_{ext} . Здесь j_c – критическая плотность тока распаривания Гинзбурга – Ландау при T=0.

Работа поддержана проектами РФФИ, программой Президиума РАН «Квантовая физика конденсированных сред», Федеральным агентством по образованию в рамках федеральной целевой программы «Научные и педагогические кадры инновационной России 2009–2013» и грантом Президента РФ МК-4880.2008.02. 1. *Aladyshkin, A.Yu.* Nucleation of the superconductivity and vortex matter in superconductor-ferromagnet system / A.Yu. Aladyshkin, A.V. Silhanek, W. Gillijns and V.V. Moschalkov // Superconductor science and technology. 2009. V. 22. P. 053001.

2. Velez, M. Superconducting vortex pinning with artificial magnetic nanostructures / M. Velez, J.I. Martin, J.E. Villegas, A. Hoffman, E.M. Gonzales, J.L. Vicent and I.K. Schuller // J. Magn. Magn. Matter. 2008. V. 320. P. 2547–62.

3. *Milosevic, M.V.* Superconducting Wigner vortex molecule near a magnetic disk / M.V. Milosevic and F.M. Peeters // Phys. Rev. B. 2003. V. 68. P. 024509.

4. *Milosevic, M.V.* Vortex matter in the presence of magnetic pinning centra / M.V. Milosivic and F.M. Peeters // Journal of Low Temperature Physics. 2003. V. 130. P. 311.

5. *Milosevic*, *M.V.* Vortex-antivortex molecules induced by a magnetic disk on top of a superconducting film – influence of the magnet geometry / M.V. Milosevic and F.M. Peeters // Physica C. 2004. V. 404. P. 281–284.

6. *Wei, J.C.* Magnetic force acting on a magnetic dipole over a superconducting thin film // J.C. Wei, J.L. Chen, L. Horng, T.J. Yang // Phys. Rev. B. 1996. V. 54. P. 15429.

7. *Carneiro, G.* Pinning and creation of vortices in superconducting films by a magnetic dipole / G. Carneiro // Phys. Rev. B. 2004. V. 69. P. 214504.

8. Xu, J.H. Magnetic levitation force and penetration depth in type-II superconductors / J.H. Xu, J.H. Miller, Jr., and C.S. Ting // Phys. Rev. B. 1995. V. 51. P. 424.

9. Coffey, M.W. Magnetic levitation force of semiinfinite type-II superconductors / Mark W. Coffey // Phys. Rev. B. 1995. V. 52. P. 9851.

10. *Coffey*, *M.W.* London model for the levitation force between a horizontally oriented point magnetic dipole and superconducting sphere / Mark W. Coffey // Phys. Rev. B. 2002. V. 65. P. 214524.

Флаксонный детектор состояний кубитов

К.Г. Фёдоров^{1,2}, А.В. Устинов²

¹ Институт физики микроструктур РАН, ГСП-105, Нижний Новгород. ² Karlsruher Institut für Technologie (KIT), Physikalisches Institut, D-76131, Karlsruhe. e-mail: kirill.fedorov@kit.edu

Мы экспериментально исследуем новый тип детекторов малых магнитных сигналов для сверхбыстрого и слабо возмушающего считывания сверхпроводящих кубитов. Принцип детектирования основан на измерении времени задержки флаксона (джозефсоновского вихря) движущегося в баллистическом режиме в длинном джозефсоновском переходе, индуктивно связанном с кубитом [1, 2]. Благодаря возмущающему потенциалу индуцированному магнитным потоком кубита, время задержки пролета флаксона зависит от состояния кубита. Ожидаемые преимущества такого считывания над уже существующими методиками - малая рассеиваемая мощность, высокое временное разрешение и малое воздействие на измеряемую систему. Мы предполагаем измерять время задержки как фазовый сдвиг флаксонных колебаний в режиме фазовой синхронизации с внешним источником. Детекторы на основе баллистических флаксонов могут быть использованы для создания неразрушающих схем считывания кубитов.

В качестве пробного детектора мы выбрали кольцевой джозефсоновский переход с подведенными к нему микрополосковыми антеннами для приема излучения (см. рис. 1). Одним из достоинств замкнутой топологии кольцевого перехода является сохранение захваченного магнитного потока, что позволяет путем введения в один из электродов специальных инжекторов тока контролируемым образом создавать необходимое число вихрей в кольце [3]. Джозефсоновский переход был изготовлен с использованием фотолитографии и стандартного трёхслойного процесса Nb/AlO_x/Nb. Детектирование излучения флаксона осуществлялось при температуре 4.2 К в жидком гелии-4 с использованием криогенного микроволнового усилителя, находящегося при этой же температуре в непосредственной близости к образцу. Прием излучения осуществлялся спектральным анализатором Rohde&Schwarz FSUP26. Характерный измеренный спектр флаксона в кольцевом переходе показан на рис. 2. Джозефсоновское соотношение позволяет «пересчитать» частотный спектр излучения флаксона в вольт-амперную кривую, с точностью по напряжению значительно превышающей точность прямого измерения напряжения. Такой метод позволяет увидеть всю тонкую структуру флаксонной ступеньки. Детальное исследование спектра излучения одиночного джозефсоновского вихря показало наличие множества интересных деталей, таких как участки

отрицательного дифференциального сопротивления, гистерезис, точки бифуркаций.



Рис. 1. Фото образца с кольцевым джозефсоновским переходом. Микроволновые антенны подходят к кольцу справа и слева.





На пути к практической реализации флаксонного детектора мы измеряли частотный сдвиг резонансного пика в зависимости от магнитного поля, создаваемого контрольной линией, имитирующей кубит. Задержка флаксона магнитным возмущением в 0.1 нТ вызывает сдвиг в 1.9 МГц частоты осцилляций флаксона в кольце. В ближайшем будущем мы собираемся исследовать фазовый захват флаксона внешним излучением и возможности детектирования состояний реальных кубитов с его помощью.

1. Averin D.V., Rabenstein K., and Semenov V.K. // Phys. Rev. B, **73**, 094504 (2006).

2. Fedorov A., Shnirman A., Schön G., and Kidiyarova-Shevchenko A. / Phys. Rev. B, **75**, 224504 (2007).

3. Ustinov A. // Appl. Phys. Lett., 80, 3153 (2002).

Магнитные свойства гибридных структур «сверхпроводник – монослой графена и двумерный электронный газ»

А.С. Мельников, И.М. Хаймович, Н.М. Щелкачёв

¹ Институт физики микроструктур РАН, ГСП-105, Нижний Новгород.

² Институт теоретической физики им. Л.Д. Ландау РАН, пр-т Академика Семенова, 1а, г. Черноголовка, Московская обл. e-mail: hai@ipm.sci-nnov.ru

Наша работа посвящена изучению кондактанса системы «сверхпроводник – графен» (SG) и сравнению его с кондактансом системы «сверхпроводник – двумерный электронный газ (ДЭГ)» (SN) в перпендикулярном квантующем магнитном поле, когда в качестве каналов распространения носителей тока могут быть рассмотрены нулевые уровни энергии граничных состояний.

Используемая модель. Для описания квазичастиц в магнитном поле и их взаимодействия на границе со сверхпроводником мы используем уравнения Боголюбова – де Жена (БдЖ) для ДЭГ и так называемые уравнения Дирака – Боголюбова – де Жена (ДБдЖ) для монослоя графена. Последние записываются в изотропном по долинной степени свободы виде (см., например, [1]):

$$\mathbf{H} = \begin{pmatrix} \mathbf{H}(\mathbf{A}) - \mu & \Delta \\ \Delta^* & \mu - \mathbf{\dot{\Gamma}} & \mathbf{H}(\mathbf{A}) & \mathbf{\dot{C}}^1 \end{pmatrix}.$$
(1)

Здесь μ – уровень Ферми, $\mathbf{H}(\mathbf{A}) = v_F \tau_0 \otimes \sigma \left(\mathbf{p} - \frac{e}{c} \mathbf{A} \right)$ –

одночастичный гамильтониан, τ – оператор обращения времени, Δ – сверхпроводящий параметр порядка, v_F – скорость Ферми в графене. Каждый из представленных блоков представляет собой матрицу размером 4×4, действующую на 2 подрешёточные (или псевдоспиновые) и 2 долинные (или изоспиновые) степени свободы. Матрицы Паули в псевдоспиновом пространстве – σ_x , σ_y , σ_z , единичная матрица – σ_0 . Для изоспинового пространства аналогично: τ_x , τ_y , τ_z , τ_0 .

Транспорт в линейном приближении по приложенному напряжению зависит лишь от тех состояний, энергия которых в зависимости от волнового вектора вдоль направления транспорта пересекает уровень Ферми.

В квантующем магнитном поле, когда можно считать объёмный транспорт в материале пренебрежимо малым, в качестве таких состояний выступают прижатые к краю образца моды уровней Ландау, модифицированные наличием границы. Спектры их энергий в зависимости от продольного волнового числа на границе ДЭГ с изолятором хорошо известны. Граничные условия ДЭГ со сверхпроводником и состояния на этой границе исследовались в работе [2]. Для графена спектры на обеих однородных границах были найдены Ахмеровым и Бенэккером в [1]. Например, граничные условия на краю графена с изолятором с нормалью к границе *и* выглядят так:

$$\Psi = (\mathbf{v}\tau) \otimes (\mathbf{n}_{\perp} \acute{\mathbf{r}}) \Psi \mathbf{I}$$
 (2)

Здесь $\mathbf{n}_{\perp} \perp \mathbf{n}$ – вектор, перпендикулярный нормали к границе, \mathbf{v} – произвольный вектор, отвечающий за изоспиновую степень свободы.

В обеих работах авторы записывают граничные условия типа Леонтовича на гетерогранице нормального материала со сверхпроводником. То есть явным образом не рассматривают движения квазичастиц в сверхпроводнике, неявно предполагая там те же уравнения с наличием сверхпроводящей щели, большим значением энергии Ферми и отсутствием магнитного поля, то есть считается, что длина проникновения магнитного поля в сверхпроводник пренебрежимо мала по сравнению с другими линейными размерами системы.

Количество граничных мод как в графене, так и в ДЭГ увеличивается с увеличением химического потенциала (или, что очевидно, с уменьшением магнитного поля). Случай большого числа мод или довольно слабых магнитных полей хорошо описывается в квазиклассическом приближении, когда можно считать, что квазичастицы движутся по скачущим орбитам вдоль границы. Упомянутый метод используется, например, в работе [3]. В нашей работе мы рассматриваем другой предельный случай: наличие лишь 2 каналов на границе с изолятором – одного электронного и одного дырочного.

Необходимо отметить, что знак наклона энергетических ветвей в зависимости от продольного волнового числа определяется лишь знаком энергии Ферми (для графена возможен любой знак этой величины) и знаком проекции магнитного поля на перпендикулярную двумерной системе ось. Иными словами, все моды распространяются в одном направлении (на рисисунке справа налево).



Вариант геометрии распространяющихся вдоль границы мод. Серым цветом обозначены электроноподобные состояния, чёрным – дырочно-подобные, неравномерной заливкой – гибридные моды на границе со сверхпроводником.

Для вычисления кондактанса гетероструктуры «сверхпроводник – нормальный материал» (SN) рассматриваются 3 однородных границы: электроны появляются в системе, распространяясь вдоль границы с изолятором справа (см. рисунок), затем рассеиваются в гибридные электрондырочные граничные состояния на гетерогранице со сверхпроводником, где, не взаимодействуя, преодолевают расстояние L и рассеиваются в электроно- и дырочно-подобные граничные моды вдоль границы с изолятором. Каждое из рассеяний можно описать матрицами рассеяния T_1 , T_2 соответственно, связывающими амплитуды прижатых к границе мод справа от точки рассеяния с соответствующими амплитудами мод слева от неё.

Таким образом, полная матрица рассеяния частиц, проходящих через систему, может быть записана следующим образом:

$$\mathbf{S} = \begin{pmatrix} \mathbf{S}_{ee} & \mathbf{S}_{eh} \\ \mathbf{S}_{he} & \mathbf{S}_{hh} \end{pmatrix} = \mathbf{T}_2 \Lambda \mathbf{T}_1.$$
(3)

Здесь матрица Λ – матрица распространения прижатых мод вдоль однородной границы со сверх-проводником.

Матрицы T_1 , T_2 удобно записывать также в блочном виде:

$$\mathbf{T}_{1} = \begin{pmatrix} \mathbf{T}_{g_{1}e} & \mathbf{T}_{g_{1}h} \\ \mathbf{T}_{g_{2}e} & \mathbf{T}_{g_{2}h} \end{pmatrix},$$
(4)

$$\mathbf{T}_{2} = \begin{pmatrix} \mathbf{T}_{eg_{1}} & \mathbf{T}_{eg_{2}} \\ \mathbf{T}_{hg_{1}} & \mathbf{T}_{hg_{2}} \end{pmatrix}.$$
 (5)

Поскольку в экспериментах с SN-контактами правая и левая границы объединяются в одном резервуаре, то имеет смысл говорить о кондактансе такого SN-контакта G_{NS} . Для его расчета необходимо вычислить количество куперовских пар (квазичастицы в сверхпроводнике не рассматриваются), вошедших из нормального материала в сверхпроводник. Оно в точности равно количеству дырок, ушедших из системы. Таким образом,

$$G_{NS} = \frac{e^2}{\pi\hbar} \operatorname{Sp}\left(\mathbf{I} - \mathbf{S}_{ee}^{+} \mathbf{S}_{ee} + \mathbf{S}_{eh}^{+} \mathbf{S}_{eh}\right) = \frac{2e^2}{\pi\hbar} \operatorname{Sp}\left(\mathbf{S}_{eh}^{+} \mathbf{S}_{eh}\right). \quad (6)$$

Для ДЭГ с использованием электрон-дырочной симметрии обращения времени и симметрии обращения координаты y при одинаковых механизмах рассеяния в точках y=0 и y=L результат получается следующим:

$$G_{NS}^{2DEG} = \frac{4e^2}{\pi\hbar} T(1-T) \Big[1 - \cos\Big(2\big(kL + a + b\big)\Big) \Big].$$
(7)

Здесь $T_{g_1e} = e^{ia}\sqrt{T}$, $T_{g_2e} = -e^{-ib}\sqrt{1-T}$, k – продольное волновое число первой гибридной моды (для второй гибридной моды оно отличается знаком). $T = |T_{g_2e}|^2$ – вероятность рассеяния электрона во вторую гибридную моду,

Из формулы (7) видно, что в зависимости от ширины контакта L, то есть границы со сверхпроводником, кондактанс SN-контакта осциллирует с периодом $\Delta L = \frac{1}{2k}$, с минимальным значением, равным нулю, и амплитудой, равной удвоенному среднему. Также необходимо отметить, что кондактанс контакта обращается в ноль, если электроны без рассеяния проходят с единичной вероятностью в одну из гибридных мод (T=0 или T=1).

Для графена ситуация усложняется зависимостью граничных условий от изоспинового вектора границы с изолятором (2), поскольку для различных границ этот вектор может быть различным:

$$\mathbf{v} = \begin{cases} \mathbf{v}_1, y < 0, \\ \mathbf{v}_2, y > L. \end{cases}$$
(8)

Однако, по аналогии с [1] мы рассматриваем матрицы рассеяния T_1 , T_2 в базисе собственных векторов матричного оператора ($\nu \tau$), а именно

$$(\mathbf{v}_{m}\mathbf{\tau}) |\pm \mathbf{v}_{m}\rangle = \pm |\pm \mathbf{v}_{m}\rangle.$$
(9)

Тогда матрицы рассеяния принимают вид $\mathbf{T} = |\mathbf{v}_{x}\rangle\langle\mathbf{v}_{y}|\mathbf{T}_{y} + |-\mathbf{v}_{y}\rangle\langle\mathbf{v}_{y}|\mathbf{T}_{y} +$

$$\mathbf{T}_{1} = |\mathbf{v}_{1} / \langle \mathbf{v}_{1} | \mathbf{I}_{g_{1}e} + |-\mathbf{v}_{1} / \langle \mathbf{v}_{1} | \mathbf{I}_{g_{2}e} + (10)$$

$$+ |\mathbf{v}_{1} \rangle \langle -\mathbf{v}_{1} | \mathbf{T}_{g_{1}h} + |-\mathbf{v}_{1} \rangle \langle -\mathbf{v}_{1} | \mathbf{T}_{g_{2}h},$$

$$\mathbf{T}_{2} = |\mathbf{v}_{2} \rangle \langle \mathbf{v}_{2} | \mathbf{T}_{eg_{1}} + |-\mathbf{v}_{2} \rangle \langle \mathbf{v}_{2} | \mathbf{T}_{hg_{1}} + (11)$$

$$+ |\mathbf{v}_{2} \rangle \langle -\mathbf{v}_{2} | \mathbf{T}_{eg_{2}} + |-\mathbf{v}_{2} \rangle \langle -\mathbf{v}_{2} | \mathbf{T}_{hg_{2}}.$$

С использованием электрон-дырочной симметрии обращения времени и симметрии обращения координаты y при одинаковых механизмах рассеяния в точках y=0 и y=L кондактанс SGконтакта в этом случае получается следующим:

$$G_{NS} = \frac{2e^2}{\pi\hbar} \left(2\sqrt{T(1-T)} \cos\Theta \sin(a+b) + (1-2T)\sin\frac{\Theta}{2} \right)^2. (12)$$

Здесь $\cos \Theta = (\mathbf{v}_1, \mathbf{v}_2)$, а коэффициенты *T*, *a*, *b* определяются аналогично случаю ДЭГ.

В отличие от ДЭГ в графене зависимости от ширины контакта L нет, поскольку на границе со сверхпроводником в этом случае обе гибридные моды имеют нулевое значение продольного волнового числа.

Кроме того, кондактанс SG-контакта явно зависит от угла между изоспиновыми векторами правой v_1 и левой v_2 границ. Однако, в отличие от случая, рассмотренного в работе [1], где не учитывалось междолинное рассеяние, в нашем случае кондактанс не обращается в ноль при совпадающих изоспиновых индексах.

Также он не обращается в ноль в случае прохождения электрона без рассеяния (T=0 или T=1). Это связано с различием изоспиновых базисов $|\pm \mathbf{v}_m\rangle$ для правой и левой границ с изолятором.

В результате работы полностью рассмотрен маломодовый случай кондактансов SG- и SN-контактов в квантующем магнитном поле в зависимости от ширины контакта L и вероятности рассеяния электрона в одну из гибридных мод на границе со сверхпроводником T.

Авторы выражают признательность РФФИ за частичную поддержку работы средствами грантов № 09-02-00573-а, 10-02-00700-а, а также фонду «Династия» и программе «Научные и научнопедагогические кадры инновационной России».

1. *Akhmerov, A.R.* Detection of Valley Polarization in Graphene by a Superconducting Contact / A. R. Akhmerov, C.W. J. Beenakker // Phys. Rev. Lett. 2007. V. 98, No 15. P. 157003-1–157003-4.

2. Hoppe, H. Andreev Reflection in Strong Magnetic Fields / H. Hoppe, U. Zülicke, G. Schön // Phys. Rev. Lett. 2000. V. 84, No 8. P. 1804–1807.

3. *Chtchelkatchev, N.M.* Conductance of a semiconductor(2DEG) – superconductor junction in high magnetic field / N.M. Chtchelkatchev // Pis'ma v ZhETF. 2001. V. 73, No 2. P. 100–103.

Магнитосопротивление гранулированных пленок, состоящих из наночастиц Со, полученных методом лазерного электродиспергирования

Д.А. Андроников, Д.С. Ильющенков, С.А. Гуревич, В.М. Кожевин, Д.А. Явсин, А.Н. Титков, Д.В. Шамшур

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, ул. Политехническая, 26, Санкт-Петербург. e-mail: andron_dm@mail.ru

Структуры, состоящие из магнитных наночастиц размером несколько нанометров, представляются очень перспективными с точки зрения исследования эффекта гигантского магнитосопротивления, а также потенциального применения в устройствах магнитной памяти и считывания.

В настоящей работе объектом исследования стали гранулированные пленки кобальта, полученные методом лазерного электродиспергирования (ЛЭД). Этот метод позволяет получать гранулированные пленки, состоящие из наночастиц, относительная дисперсия размеров которых, как правило, не превышает 10% (монодисперсные структуры). Главная особенность метода ЛЭД состоит в том, что получаемые наночастицы находятся в аморфном состоянии и в отличие от кристаллических наночастиц устойчивы по отношению к коагуляции – не сливаются даже при непосредственном контакте друг с другом [1]. В основе метода ЛЭД лежит процесс лазерной абляции, при этом параметры процесса выбираются так, что под действием лазерного излучения с поверхности мишени «срывается» большое количество капель расплавленного материала субмикронного размера. В плазме лазерного факела эти капли заряжаются до порога капиллярной неустойчивости и делятся на более мелкие капли. Процесс деления резко останавливается, когда вторичные капли достигают нанометрового размера. Размер этих капель фиксирован и зависит только от типа используемого материала. Эти капли чрезвычайно быстро остывают и затвердевают, в результате чего образуются аморфные наночастицы, которые затем осаждаются на подложку. В зависимости от времени нанесения на подложке были получены структуры, состоящие из редко расположенных частиц, плотноупакованные однослойные и многослойные покрытия.

Структурные свойства изготовленных гранулированных пленок Со исследовались методом атомно-силовой микроскопии (АСМ). На рис. 1 представлены АСМ-изображение редкой структуры, состоящей из отдельно стоящих наночастиц Со, а также характерный профиль поверхности. Из величин высот неоднородностей, измеренных с помощью АСМ, можно сделать вывод о размере отдельных наночастиц. Он составляет $\approx 2,5-3$ нм.

Проводимость гранулированных пленок Со является туннельной и сильно зависит от температуры среды, размера отдельных наночастиц, величины и формы туннельных барьеров, в роли которых выступают воздушные зазоры между частицами и слой окисла на поверхности отдельных частиц [2]. Исследование температурной зависимости проводимости и вольт-амперных характеристик гранулированных пленок кобальта различной толщины позволяет проконтролировать переход от туннельного характера проводимости пленки (что соответствует частично или полностью заполненному монослою частиц) к металлическому (несколько монослоев), а также получить оценку среднего размера наночастиц.



Рис. 1. a – АСМ изображение редкой структуры наночастиц Со, δ – профиль поверхности образца, измеренный АСМ. Характерная высота наночастиц составляет 2,5–3 нм.

Согласно модели, разработанной для туннельной проводимости гранулированных пленок, состоящих из наночастиц металлов [2], отклонение ВАХ от линейности напрямую зависит от расстояния между зарядовыми центрами, т.е. центрами соседних гранул. Зависимость тока от напряжения записывается следующей формулой:

 $i = I/I_{max} = U/U_{max} exp(ed(U-U_{max})/kTL = u exp(\beta (u-1))),$

где I_{max} – максимальный ток при максимальном напряжении U_{max}, е – заряд электрона, d – расстояние между зарядовыми центрами, k – постоянная Больцмана, Т – температура, L – ширина зазора между контактами, $u=U/U_{max}$, $\beta=edU_{max}/kTL$. Как видно, кривизна вольт-амперной характеристики при фиксированных Umax, L и T зависит только от величины d, т.е. от расстояния между центрами соседних частиц, что при плотной упаковке примерно соответствует их диаметру. Таким образом, из кривизны ВАХ можно сделать оценку среднего размера наночастиц Со в пленке. В нашем случае эта оценка составила d=3 нм, что согласуется с данными, полученными с помощью АСМ. Типичный вид вольт-амперной характеристики гранулированной пленки Со представлен на рис. 2. Хорошо видно отклонение ВАХ от линейности.



Рис. 2. Вольт-амперная характеристика гранулированной пленки Со (толщина пленки ≈5 нм).

Эффект гигантского магнитосопротивления помимо традиционных слоистых структур описан также для образцов, состоящих из наночастиц магнитного металла в матрице из немагнитного материала (например, кобальт или железо в матрице меди, серебра, золота) [3, 4]. Природа эффекта в таких структурах такова: в отсутствие магнитного поля магнитные моменты каждой частицы направлены произвольно, что способствует эффективному рассеянию электрона с любым направлением спина. При приложении магнитного поля магнитные моменты частиц выстраиваются преимущественно вдоль направления приложенного поля и эффективность рассеяния для электронов со спином "по полю" падает, уменьшая, таким образом, электрическое сопротивление всей структуры.

В ходе изучения электрических свойств гранулированных пленок Со толщиной 5–15 нм нами был обнаружен эффект отрицательного магнитосопротивления. На рис. 3 представлена зависимость измеренного изменения сопротивления пленки от величины приложенного магнитного поля. Величина эффекта составила 1–1,5% в магнитном поле 10 кГс при комнатной температуре. Наблюдалось насыщение величины магнитосопротивления при увеличении магнитного поля, что является характерной чертой эффекта гигантского магнитосопротивления. Эти результаты сопоставимы по величине с полученными ранее на наночастицах кобальта в матрице меди Co_{100-x}Cu_x [3, 4] и серебра Co_{100-x}Ag_x [5].



Рис. 3. Экспериментальная зависимость изменения сопротивления гранулированной пленки Со от величины приложенного внешнего магнитного поля.

Для увеличения эффекта магнитосопротивления, наблюдавшегося в гранулированных пленках Со, предполагается использовать модифицированный способ их изготовления - нанесение наночастиц магнитных металлов методом ЛЭД в присутствии внешнего магнитного поля, выстраивающего оси магнитной анизотропии отдельных частиц. Предварительный расчет распределения намагниченности в системе ферромагнитных наночастиц показал, что в системе наночастиц с заданной внешним полем ориентацией осей анизотропии происходит упорядочение магнитных моментов отдельных наночастиц вдоль выделенного направления, при этом имеет место антиферромагнитное упорядочение моментов. Помещение таких «антиферромагнитных» структур во внешнее магнитное поле должно приводить к значительному изменению их проводимости.

1. Kozhevin, V.M. Granulated metal nanostructure deposited by laser ablation accompanied by cascade drop fission / V.M. Kozhevin, D.A. Yavsin, V.M. Kouznetsov, V.M. Busov, V.M. Mikushkin, S.Yu. Nikonov, S.A. Gurevich, A. Kolobov // Journ. Vac. Sci. and Tech. B. 2000. V. 18. P. 1402.

2. Кожевин, В.М. Влияние окисления на электрические свойства гранулированных нанострутктур меди / В.М. Кожевин, Д.А. Явсин, И.П. Смирнова, М.М. Кулагина, С.А. Гуревич // ФТТ. 2003. Т. 45, вып. 10. С. 1895.

3. *Berkowitz, A.E.* Giant magnetoresistance in heterogeneous Cu-Co alloys / A.E. Berkowitz, J.R. Mitchell, M.J. Carey, A.P. Young, S.Zhang, F.E. Spada, F.T. Parker, A. Hutten, G. Thomas // Phys. Rev. Lett. 1992. V. 68, P. 3745.

4. *Xiao, J.Q.* Giant magnetoresistance in nonmultilayer magnetic systems / J.Q. Xiao, J.S Jiang, C.L. Chien // Phys. Rev. Lett. 1992. V. 68. P. 3749.

5 *Ram, S.* Granular GMR Sensors of Co-Cu and Co-Ag Nanoparticles Synthesized through a Chemical Route Using NaBH4 / S. Ram, P.S. Frankwicz // Phys. Stat. Sol. A. 2001. V. 188. P. 1129.

Перпендикулярная магнитная анизотропия в плёнках Со₅₀Pt₅₀, Со₅₀Pd₅₀ и Со₅₀Pt_{50-x}Pd_x

Е.М. Артемьев, М.Е. Артемьев

Сибирский федеральный университет, 660074, Красноярск. e-mail: aem49@yandex.ru

Одной из причин интенсивных исследований металлов и сплавов в пленочном состоянии является возможность стабилизации метастабильных структур и высокотемпературных модификаций. Предлагаемая работа посвящена исследованию структуры и магнитных свойств пленок Co₅₀Pt₅₀, Со₅₀Рd₅₀ и пленок Со₅₀Рt_{50-х}Рd_x где x =1-10 ат. %. Пленки получали методом магнетронного напыления из исходных чистых элементов на стеклянные основы и MgO и методом термического испарения сплава соответствующего состава в вакууме и конденсации его паров на предварительно нагретые до 180-220 °С кристаллы-подложки MgO, LiF и стеклянные основы. Состав и толщина контролировались методом рентгеновского флуоресцентного анализа. В работе исследовались пленки толщиной 20-600 Å. Полученные данными методами пленки имели ГЦК-решетку. Монокристаллические пленки, выращенные на кристаллахподложках MgO и LiF имели ГЦК-решетку, ориентированную относительно подложки по параллельной схеме. В исходном состоянии пленки независимо от толщины характеризовались двумя легкими осями намагничивания, расположенными перпендикулярно друг к другу в плоскости исследуемых пленок. Степень прямоугольности петли гистерезиса S исходных пленок составляла 0.6-0.8 для всего изучаемого диапазона толщин 20<d<600 Å. Для получения в пленках необходимой степени порядка пленки подвергались отжигу в вакууме при температуре ниже их точки Курнакова. После отжига в пленках Со₅₀Рt₅₀, Со₅₀Рd₅₀ и Со₅₀Рt_{50-х}Рd_х наблюдается образование упорядоченной фазы типа L10 (тетрагональная гранецентрированная решетка с соотношением осей c/a < 1), причем ориентация тетрагональных кристаллитов относительно плоскости пленки зависит от ее толщины. В пленках толщиной 20-200 Å кристаллиты тетрагональной фазы ориентируются осью с нормально плоскости пленки (на электронограмме отсутствуют рефлексы типа {100}). В пленках, имеющих большие толщины (с тремя ориентациями осей с), наблюдаются участки с чередованием полос разного контраста по направлениям [100]. Поскольку ось с тетрагональных фаз Co₅₀Pt₅₀ и Co₅₀Pt_{50-x}Pd_x является осью легкого намагничивания, то тонкие пленки упорядоченных сплавов становятся магнитоодноосными с легкой осью, нормальной к их плоскости.

Величина коэрцитивного поля H_c для пленок толщиной превосходящей 200 Å, менялась в пределах 8–12 кЭ. Оказалось, что величина H_c термообработанных пленок с d<200 Å зависит от толщины образца. Отметим, что петли гистерезиса

этих пленок характеризовались величиной параметра S=1. Коэрцитивное поле, измеренное в легком направлении намагничивания, увеличивается от 1.5 кЭ до 9 кЭ при изменении толшины пленок от 50 до 200 Å. Измеренные величины коэрцитивного поля Н_с монокристаллических термообработанных пленок Co₅₀Pt₅₀/MgO(100) и Со₅₀Рt_{50-х}Рd_х/MgO(100), с d<200 Å и S=1 представляют собой разность между полем кристаллографической магнитной анизотропии Н_а и размагничивающим полем формы пленки: $H_c = H_a - 4\pi M$. Поэтому обнаруженная экспериментальная зависимость $H_c(d)$ может быть использована для расчета величины Н_а и, следовательно, фундаментальной характеристики ферромагнетика К – константы кристаллографической анизотропии (*К*=*H_aM*/2) от толщины изучаемой пленки.

Таким образом, установлено, что в монокристаллических упорядоченных (частично упорядоченных) пленках с Ll_0 -структурой, характеризующихся перпендикулярной магнитной анизотропией в интервале толщин 20 < d < 200 Å, значения константы магнитной кристаллографической анизотропии изменяются в диапазоне от 7×10^6 эрг/см³ до $4,5 \times 10^7$ эрг/см³ для пленок $Co_{50}Pt_{50}$ и до $(3,5-4) \times 10^7$ эрг/см³ для Со₅₀Pt_{50-x}Pd_x, в зависимости от толщины пленки. Эти значения превосходят величину анизотропии формы, и пленки остаются однородно намагниченными перпендикулярно их плоскости в отсутствие внешнего магнитного поля и могут быть использованы для термомагнитной записи и хранения информации [1].

С повышением содержания палладия коэрцитивная сила пленок Co₅₀Pt_{50-x}Pd_x уменьшается и при содержании палладия 7–8 ат. % составляет 6–9 кЭ.

На исследованных пленках запись информации производилась путем нагревания участков пленки до температуры Кюри сплавов. Нагревание осуществлялось сфокусированным лучом лазера. Поскольку у данных пленок ось легкого намагничивания перпендикулярна плоскости пленки, для записи не требуется приложения внешнего магнитного поля, так как замыкание собственного магнитного поля, так как замыкание собственного магнитного потока пленки через нагретый участок приводит к намагничиванию его в противоположном направлении. Плотность энергии записи или разрушения для материала пленки может быть рассчитана [2]. В расчет принимаются: теплоемкость материала, температура записи или разрушения, коэффициент оптического поглощения.

Рассчитанная плотность энергии записи для пленок сплава $Co_{50}Pt_{50}$ толщиной 500 Å равна 0,065 мДж/мм², для пленок $Co_{50}Pt_{50-x}Pd_x - 0,057$ мДж/мм². В данном случае в расчет не при-

няты оптические потери системы и энергия, ушедшая на нагревание среды вокруг непосредственно нагреваемого участка. Плотность энергии записи, измеренная на пленках толщиной 500 Å, равна для Co₅₀Pt₅₀ – 0,5 мДж/мм², для Co₅₀Pt_{50-x}Pd_x – 0,4 мДж/мм². Степень дальнего порядка оценивалась по отношению осей *с/а*. Проведенные исследования позволяют сделать вывод, что магнитные характеристики пленок Co₅₀Pt_{50-x}Pd_x при изменении содержания палладия 1–10 ат. % позволяют их использовать в качестве сред для термомагнитной записи и хранения информации.

1. Артемьев Е.М., Бузмаков А.Е. Патент RU № 2293377 С1. Сплав для носителя термомагнитной записи. Приоритет 8 июля 2005 г.

2. Коген С., Мецрих Р. // Зарубежная радиоэлектроника. 1973. № 11.



а) Зависимость степени порядка η термообработанных пленок Co₅₀Pt₅₀/MgO от толщины пленок: 1 – II режим; 2 – I режим. δ) Зависимость величины коэрцитивного поля *Hc*, измеренная в легком направлении намагничивания, от толщины (отжиг – I режим) пленок Co₅₀Pt₄₃Pd₇/MgO.

Исследования состояний намагниченности в многослойных ферромагнитных частицах субмикронного размера

С.Н. Вдовичев, Б.А. Грибков, С.А. Гусев, А.Ю. Климов, В.Л. Миронов, В.В. Рогов и А.А. Фраерман

Институт физики микроструктур РАН, Н. Новгород, ГСП-105.

Интерес к многослойным ферромагнитным наночастицам обусловлен их различными практическими применениями. На базе двухслойных ферромагнитных наночастиц разрабатываются спин-вентильные приборы и структуры для записи информации [1]. Исследование трехслойных ферромагнитных частиц актуально с точки зрения возможности создания искусственных неколлинеарных состояний намагниченности. Структуры такого типа представляют несомненный интерес для изучения спин-зависимых эффектов при исследовании электронного транспорта во внешних магнитных полях [2, 3]. Рассматриваемые в данной работе структуры изготовлены методом электронной литографии с последующей процедурой ионного травления [4]. Исследования состояний намагниченности проводилось методом магнитносиловой микроскопии в условиях высокого вакуума (использовался СЗМ "Solver HV", Зеленоград, Россия).

В первой части работы представлены результаты МСМ-исследований субмикронных эллиптических частиц (400×250 нм), состоящих из двух слоев Со толщиной 15 нм, разделенных прослойкой Si толщиной 3 нм. МСМ-исследования показали, что в исследуемых двухслойных частицах наблюдаются два типа МСМ-контраста (характерных для состояния с однородной намагниченностью), отличающиеся по интенсивности приблизительно в два раза. Проведенное моделирование МСМ-изображений в таких двухслойных частицах и расчет зависимости амплитуды МСМ-отклика от высоты прохода МСМ-зонда над частицей показали, что МСМ-изображение с меньшей амплитудой соответствует антиферромагнитной упорядоченности магнитных моментов в Со-слоях (вектора магнитных моментов в соседних Со-слоях направлены в противоположные стороны), отклик же с большей амплитудой свидетельствует о ферромагнитной упорядоченности векторов (вектора магнитных моментов в соседних Со-слоях сонаправлены) магнитных моментов в Со-слоях. Проведены эксперименты по управлению состоянием намагниченности таких двухслойных частиц зондом МСМ. Показано, что при помощи специальных процедур сканирования возможно осуществление перехода из ферромагнитной в антиферромагнитную конфигурацию магнитных моментов. Также возможна переориентация направлений магнитных моментов в антиферромагнитной конфигурации (одновременное перемагничивание верхнего и нижнего Со-слоев) с помощью зонда MCM.

Во второй части приводятся результаты MCM исследований трехслойных (Co/Si/Co/Si/Co) круглых дисков диаметром 300 нм. В результате численного моделирования были определены параметры трехслойной системы (толщины слоев Со и толщины прослоек Si), при которых в ней реализуются коллинеарные (все вектора намагниченности Со-слоев параллельны) и неколлинеарные конфигурации намагниченности.

На основе данных расчетов были выбраны оптимальные значения толщин Со-слоев и немагнитных Si-прослоек, при которых, с одной стороны, в трехслойных дисках реализуется неколлинеарные распределения с углами между векторами намагниченности в слоях Со-близкими к 120°, а с другой стороны, МСМ-изображения таких частиц должны были содержать особенности, которые позволяли бы однозначно судить о наличии неколлинеарного распределения магнитных моментов в соседних слоях Со. Было обнаружено хорошее совпадение экспериментально полученных и теоретически рассчитанного МСМ-изображений спирального распределения намагниченности в трехслойном диске диаметром 300 нм (толщины Со-слоев 16; 11; 8 нм, прослойки Si 5 нм).

Работа поддержана РФФИ и РФФИ Поволжье (р_поволжье_а № 09-02-97064), ФЦП «Научные и научно-педагогические кадры инновационной России» на 2009–2013 годы (госконтракт № П417), программами РАН, грантом Президента Российской Федерации для поддержки молодых российских ученых (грант № МК-4508.2009.2).

1. Zutic I., Fabian J., et al. // Rev. of Mod. Phys. 76, 323–410 (2004).

2. Parkin S.S., Roche K.P., et al. // J. Appl. Phys. 85, 5828 (1999).

3. *Tatara et al.* // Physical Review B. 2003. V. 67. P. 113316-1 – 113316-3.

4. Fraerman A.A., Gusev S.A., et al. // Phys. Rev. B. 65, 064424 (2002).

Формирование наноструктур с помощью ионных и электронных пучков

С.А. Гусев, Б.А. Грибков, А.Ю. Климов, Е.В. Скороходов

Институт физики микроструктур РАН, 603950, Нижний Новгород, ГСП-105. e-mail: gusev@ipm.sci-nnov.ru

Применение в нанотехнологиях электроннолучевой литографии и различных вариантов «прямой» литографии с использованием острофокусированных ионных и электронных пучков (FIB, FIB-CVD и EB-CVD) позволяет с разрешением на уровне 10 нм реализовать практически любые фантазии исследователя, связанные с формированием и диагностикой структур, которые могут быть использованы в электронных, оптических, магнитных и биологических устройствах. В данном докладе приведены некоторые примеры применения этих способов в ИФМ РАН для изготовления структур, интересных с точки зрения создания и исследования свойств металлических спинтронных систем.

Исследованию свойств ферромагнетиков с неоднородными распределениями намагниченности в последние десятилетия уделяется большое внимание. В частности, значительный фундаментальный и прикладной интерес представляют транспортные свойства таких систем. Так, в ферромагнетиках с некомпланарным распределением намагниченности теоретически предсказан «топологический» эффект Холла [1]. Для экспериментального наблюдения топологического эффекта Холла подходящими системами являются либо вихревое распределение в ферромагнитном диске [2], либо антивихревое распределение в частицах крестообразной формы [3]. Цель данной работы состояла в том, чтобы отработать технологические приемы комплексного применения методов электронно-лучевой литографии в сочетании с методами локального травления и осаждения различных материалов для изготовления таких ферромагнитных наноструктур и реализации схемы включения системы с неоднородной намагниченностью в электрическую измерительную цепь.



Рис. 1. РЭМ-(*a*) и МСМ-(*б*) изображения симметричных крестообразных магнитных частиц. Длина белой метки соответствует 1 мкм.

Для формирования ферромагнитных частиц различной топологии и электрических контактов использовалась электронно-лучевая литография с применением позитивных и негативных резистов в комбинации с последующим плазмохимическим и ионным травлением. При оптимизации процедур электронно-лучевой литографии для изготовления больших контактных площадок и магнитных частиц в форме круглых (эллиптических) дисков с линейными размерами > 100 нм применялся позитивный резист ПММА с использованием lift-off-методики. Для формирования магнитных частиц меньшего размера и частиц сложной топологии положительный результат (структуры с требуемым магнитным состоянием) был получен с применением высоко разрешающих негативных электронных резистов. При этом были изучены особенности работы с несколькими типами доступных нам негативных резистов: с коммерческим ma-N 2403, с материалами отечественного производства на основе фенолальдегидных смол ФП-9120 и ФП-051 (которые широко применяются в фотолитографии ультрафиолетового диапазона длин волн) - и с фуллеренами. Магнитное состояние изготовленных ферромагнитных частиц контролировалось методом магнитно-силовой микроскопии (МСМ). На рис. 1 и 2 приведены экспериментальные микрофотографии крестообразных структур, сформированных из пленки кобальта толщиной 30 нм. В ходе этих экспериментов было установлено, что в зависимости от формы магнитной частицы крестообразной формы и соотношения длины и ширины линий, его составляющих, в этих структурах могут реализоваться несколько различных магнитных конфигураций. Для магнитных крестов симметричной формы (рис. 1) в отсутствие внешнего магнитного поля основным магнитным состоянием является квазиоднородное (рис. 1, б). Для крестов же, чья симметрия была искусственно нарушена (рис. 2), помимо этого можно получить магнитные структуры как с вихревым (рис. 2, б), так и с антивихревым (рис. 2, в) состояниями. Причем формированием этих распределений намагниченности можно управлять, специальным образом намагничивая структуры внешним магнитным полем или с помощью зонда магнитно-силового микроскопа.



Рис. 2. РЭМ-микрофотография (*a*) и МСМ-изображения (*б*, *в*) несимметричных крестообразных магнитных частиц. Длина белой метки соответствует 1 мкм.

Для изучения транспортных свойств объектов с субмикронными размерами необходимо подвести к ним проводящие контакты тоже субмикронных размеров. В частности, для измерения эффекта Холла нужно подвести четыре контакта к ферромагнитной частице (например, ферромагнитному нанодиску) таким образом, чтобы электрический ток протекал в плоскости частицы. Применение методов локального осаждения материалов из газовой фазы, стимулированного электронным или ионным пучком (FIB-CVD и EB-CVD), является наиболее удобным способом, позволяющим выполнить эту процедуру. Нами с этой целью был использован сканирующий электронный микроскоп, оснащенный Ga остро фокусированной пушкой (диаметр ионного зонда ~ 7нм) и системой инжекции нескольких газов для локального осаждения различных материалов. На рис. 3 представлена серия микрофотографий во вторичных электронах, снятых в сканирующем электронном микроскопе NEON 40 в процессе корректировки формы самой магнитной частицы и формирования платиновых наноконтактов. Сама ферромагнитная частица (в центре микрофотографии) с планарными размерами около 150 нм, так же как и микронные (в самом узком месте) контактные площадки, была изготовлена в одном цикле из Со с применением электронно-лучевой литографии, позитивного электронного резиста (ПММА) и lift-off-техники. Толщина электрических контактов составила примерно 40 нм, а ферромагнитного диска в центре – около 25 нм. Хорошо видно (рис. 3, а), что форма частицы неправильная, приближающаяся к эллиптической. При такой топологии в отсутствие внешнего магнитного поля частица намагничена однородно вдоль длинной оси, что и было зафиксировано МСМ-измерениями. Для того чтобы основным магнитным состоянием частицы было вихревое, её форма была скорректирована (превращена в круглую – рис. 3, б) с помощью травления Ga⁺ ионным пучком (энергия ионов 30 кэВ, ток пучка 5 мкА). После этого локальным осаждением Pt, стимулированным ионным пучком (энергия та же, ток пучка 1 мкА – рис. 3, в), к краям ферромагнитной частицы были подведены наноэлектроды шириной ~ 70 нм и толщиной около 30 нм. В скором времени планируется проведение электрических измерений для изучения транспортных характеристик подобных наноструктур.

Работа выполнялась при поддержке гранта РФФИ 08-02-00969.

1. Aharonov Ya., Stern A. // Phys. Rev. Lett., 69, 3593 (1992).

2. Фраерман А.А., Удалов О.Г. // XII международный симпозиум "Нанофизика и наноэлектроника". Н. Новгород, 2008. Т. 2. С. 291–292.

3. http://arxiv.org/abs/0909.5134.



Рис. 3. Серия РЭМ микрофотографий во вторичных электронах процесса формирования Рt наноконтактов.

Ферромагнитный резонанс и магнитная микроструктура в пленках нанокомпозитов Co_x(SiO₂)_{1-x},(CoFeB)_x(SiO₂)_{1-x}

Р.С. Исхаков^{1,2}, Е.А. Денисова^{1,3}, С.В. Комогорцев^{1,2}, Л.А. Чеканова^{1,3}, Ю.Е. Калинин⁴, А.В. Ситников⁴

¹Институт физики СО РАН, Академгородок, 50, стр. 38, Красноярск.

²Сибирский государственный технологический университет, пр. Мира, 82, Красноярск.

³Сибирский федеральный университет, пр. Свободный, 79, Красноярск.

⁴Воронежский технический университет, Московский пр., 14, Воронеж.

e-mail: rauf@iph.krasn.ru

Гранулированные структуры, содержащие ферромагнитные наночастицы в «немагнитной матрице» обладают рядом свойств, которые позволяют рассматривать их как перспективные материалы для создания новых приборов микроэлектроники. В этих материалах был обнаружен целый ряд интересных физических эффектов: гигантское магнитосопротивление, гигантский аномальный эффект Холла, усиление магнитооптических эффектов и т.д. Перечисленные эффекты во многом обусловлены особенностями микромагнитной структуры этих материалов.

При условии сильного обменного взаимодействия между наночастицами композита связь макроскопических магнитных параметров (таких как восприимчивость, коэрцитивное поле, ширина линии ФМР и т.д.) с микроскопическими параметрами спиновой системы, такими как размер наночастицы (зерна), межзеренное (и внутризеренное) обменное взаимодействие, локальная анизотропия, описывается так называемой моделью случайной анизотропии, предложенной для аморфных ферромагнетиков. Случайная анизотропия приводит к разрушению ферромагнитного дальнего порядка в спиновой системе, но, благодаря обменному взаимодействию, на характерных длинах магнитной ориентационной когерентности (R_L) ферромагнитный порядок сохраняется. Исследования показали, что микроскопические магнитные характеристики наномагнетиков обусловлены размером $(2R_{L})$ и анизотропией стохастических доменов, самопроизвольно образованными большим количеством частиц (размером 2R_c).

В докладе представлены результаты исследования взаимосвязи магнитной микроструктуры и основных параметров ферромагнитного резонанса в нанокомпозитах «ферромагнитный металл – диэлектрик» на примере нанокомпозитных пленок $(Co_{41}Fe_{39}B_{20})_{X}(SiO_{2})_{1-X}$.

Исследуемые нанокомпозиты представляют собой сложную систему, состоящую из наногранул аморфного сплава Co₄₁Fe₃₉B₂₀ или кристаллического Co, расположенных случайным образом в диэлектрической матрице, с объемным содержанием металлического компонента 30–70%. Образцы были получены методом ионно-лучевого распыления. Измерения низкотемпературных и полевых зависимостей намагниченности M(T,H) выполнялись на вибрационном магнетометре во внешних полях до 14 кЭ и диапазоне температур 90К–300К. Резонансные характеристики измерялись на стандартном спектрометре ЭПА-2М (частота 9,2 ГГц).

В работе использована методика, позволяющая из кривых приближения намагниченности к насыщению в наномагнетиках определять размер элемента их микромагнитной структуры (размер стохастического домена), величину эффективной анизотропии в этом элементе и величину элемента наноструктуры (размер наночастиц) и ее локальную анизотропию, а также пространственную размерность системы обменно-связанных ферромагнитных наночастиц. Сравнительный анализ характеристик спектров ФМР и параметров случайной магнитной анизотропии позволил установить корреляции между этими величинами.



Рис. 1. Поле ферромагнитного резонанса в композиционных пленках $(Fe_{41}Co_{39}B_{20})_X(SiO_2)_{1-X}$ и $Co_X(SiO_2)_{1-X}$ при различных геометриях эксперимента.

Изучены ФМР-спектры в пленках нанокомпозитов (Co₄₁Fe₃₉B₂₀)_X(SiO₂)_{1-X}, Co_X(SiO₂)_{1-X} при различной геометрии ориентации плоскости пленки относительно внешнего поля. Зависимости резонансных полей от концентрации металлической фазы для двух серий нанокомпозитных пленок, измеренные в ортогональных, геометриях позволяют оценить точку протекания (x ~ 0.35). Ход $H_r(x)$ свидетельствует о монотонной трансформации эффективных размагничивающих факторов от соотношения $N_x = N_y = N_z = 4\pi/3$ (изотропная гранулированная среда) к соотношению $N_x = N_y = 0$, $N_z = 4 \pi$ (сплошная металлическая матрица с диэлектрическими включениями). Спектр ФМР в параллельной геометрии может быть разложен на два-три лоренциана с разными интенсивностями, но характеризующиеся одним и тем же значением *H_r*.

Зависимость $\Delta H(\mathbf{x})$ (рис. 2) характеризуется отрицательным градиентом. Такое же уменьшение с ростом концентрации магнитной фазы демонстрируют величины поля локальной магнитной анизотропии H_a и поля магнитной анизотропии стохастического магнитного домена $\langle H_a \rangle_L$ [1]. Анализ данных по параметрам обменных корреляций в исследуемых нанокомпозиционных пленках, а также данных по ширине линии ФМР обнаружил корреляции величин $\Delta H(\mathbf{x}), \langle H_a \rangle_L, R_L$.



Рис. 2. Зависимость ширины линии ферромагнитного резонанса от содержания металлической фазы в нано-гранулированных пленках.

Основным вкладом в ширину линии ферромагнитного резонанса в нанокристаллических и нанокомпозиционных ферромагнитных сплавах является неоднородное уширение за счет естественно образующихся либо искусственно созданных неоднородностей магнитных и структурных параметров материала. Влияние неоднородностей нанометрового размера, однако, оказывается существенно меньше влияния макроскопических неоднородностей. Это находит объяснение в рамках представлений об эффекте обменного сужения ширины ФМР. Эту идею можно кратко выразить с помощью приближенного равенства

$$\Delta H(\mathbf{x}) \approx k \cdot \langle H_a \rangle_L \approx k \cdot 2A/MR_L^2.$$

Располагая набором данных по параметрам обменных корреляций в исследуемых нанокомпозиционных пленках, а также данными по ширине линии ФМР, мы получаем возможность проверить применимость этой идеи на конкретном примере. На рисунке 2 экспериментальная зависимость ширины линии ферромагнитного резонанса от величины корреляционного радиуса намагниченности на примере пленок $(Co_{41}Fe_{39}B_{20})_X(SiO_2)_{1-X}$ и $Co_X(SiO_2)_{1-X}$ согласуется с зависимостью $\Delta H(\mathbf{x}) \sim A(\mathbf{x})/R_L(\mathbf{x})^2$ (штриховая линия). Это показывает, что основным механизмом, определяющим величину ΔH в исследуемых пленках, является механизм обменного сужения.

В перпендикулярной геометрии СВЧ-спектр представлен несколькими линиями поглощения (как в многофазных магнетиках). Часть этих спектров могут интерпретироваться как следствие неоднородности пространственной конфигурации ферромагнитных зерен. Но некоторые из них в полной мере могут быть описаны как спектр спинволнового резонанса (на это указывают соотношения интенсивностей, полевые координаты, пик поверхностного закрепления магнитных моментов). Исходя из величин неоднородного обмена, измеренных по низкотемпературному ходу намагниченности, по киттелевскому соотношению для резонансных полей, может быть оценена толщина слоя, на которой реализуется СВР. Оценки дают толщины 0,1-0,15 мкм. Так как общая толщина пленки нанокомпозита составляет ~ 2 мкм, то следует вывод о градиенте распределения частиц металла по толщине пленки композита. Приподложечная область нанокомпозитной пленки может содержать конгломераты ферромагнитных частиц с линейными размерами 10-20 мкм в плоскости пленки. На этих конгломератах и может реализовываться спектр спиновых волн.



Рис. 3. Зависимость ширины линии ФМР от магнитного корреляционного радиуса.

Работа частично поддержана грантами целевой программы "Развитие научного потенциала высшей школы" РНП.2.1.1/2584, РНП 2.1.1/3498, а также грантом РФФИ 09-02-98002-р_сибирь_а.

1. Исхаков, Р.С. Фрактальная магнитная микроструктура в пленках нанокомпозитов $(Co_{41}Fe_{39}B_{20})_x(SiO_2)_{1-x}$ / Р.С. Исхаков, С.В. Комогорцев, Е.А. Денисова, Ю.Е. Калинин, А.В. Ситников // Письма в ЖЭТФ. 2007. Т. 86, вып. 7. С. 534–538.

Ферромагнитные стекла на основе наночастиц никеля

Д.С. Ильющенков, В.И. Козуб, И.Н. Яссиевич

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

e-mail: dmitry@mail.ioffe.ru

В настоящее время металлические наночастицы привлекают особое внимание из-за своих необычных магнитных свойств, которые существенно отличаются от свойств объемных материалов. Они не только представляют новый интересный физический объект, но также открывают возможность создания совершенно новых материалов для различных применений в устройствах для записи информации, медицинской диагностики, катализа и т.д. Чтобы реализовать этот потенциал, требуется понимание того, как они взаимодействуют в плотных ансамблях, т.е. выяснение роли обменного и дипольного взаимодействий в таких системах. С помощью метода лазерного электро-диспергирования [1], разработанного в ФТИ им. А.Ф. Иоффе получены гранулированные пленки из наночастиц никеля. В основе метода лежит явление капиллярной неустойчивости расплавленных металлических капель субмикронного размера, которые вследствие зарядки в плазме лазерного факела. образующегося в приповерхностной области, начинают каскадным образом делиться на более мелкие. Процесс деления резко обрывается, когда капли достигают нанометрового размера. Расплавленные наночастицы, изначально формируемые в плазменной области, из-за быстрого охлаждения затвердевают ещё до осаждения на подложку. Как показали картины дифракции электронов, снятые в режиме просвечивающей электронной микроскопии, образовавшиеся наночастицы аморфны. Главной особенностью этой технологии является то, что полученная плёнка состоит из практически монодисперсных частиц металла, с дисперсией размера менее 10%, при этом размер частиц фиксирован, определяется параметрами металла и составляет для никеля 2.5 нм.



Рис. 1. Температурная зависимость остаточной намагниченности предварительно охлажденной в магнитном поле 800 Гс пленки наночастиц никеля толщиной 50 нм, полученная при нагреве в нулевом магнитном поле.

Экспериментальные исследования магнитных свойств пленок были проведены в лаборатории университета Амстердама. Были получены зависимости намагниченности от температуры: намагниченность при наличии и в отсутствие магнитного поля (FC/ZFC), при разных значениях магнитного поля, а также температурная зависимость остаточной намагниченности (TRM) для пленок из наночастиц никеля (рис. 1) [2].

Магнитооптические измерения меридионального эффекта Керра на пленках никеля были проведены в лаборатории ФТИ. Были получены температурные зависимости коэрцитивного поля для пленок различных толщин [3].

Было показано, что гранулированные плёнки никеля толщиной 10 нм ведут себя как ансамбль независимых однодоменных «частиц» с магнитным моментом $\mu_d \sim 10^6 \mu_B$, состоящих примерно из 3×10^3 никелевых наночастиц каждая [4].



Рис. 2. Моделирование роста остаточной намагниченности с увеличением температуры: рост остаточной намагниченности предварительно намагниченной структуры в результате увеличения константы обмена (вверху) и уменьшения константы анизотропии (внизу).



Рис. 3. Распределение магнитных моментов в пленке: *a*) преобладание энергии анизотропии, *b*) равенство энергии анизотропии и обменной энергии, *c*) учет диполь-дипольного взаимодействия.

Основываясь на этих результатах, а также на данных по проводимости в пленках, мы пришли к выводу, что между соседними наночастицами имеет место туннельный контакт, а значит – прямое обменное взаимодействие.

Мы предположили, что обменное взаимодействие между наночастицами лежит в основе эффекта самоорганизации, наблюдаемого в пленках. Была построена теоретическая модель, описывающая распределение намагниченности в системе плотноупакованных гранул со случайным распределением осей легчайшей намагниченности. Модель предполагает наличие прямого обмена между отдельными гранулами, ослабленного по сравнению с объемным материалом наличием туннельных барьеров между гранулами. При этом для простоты предполагается, что оси анизотропии отдельных гранул ориентированы случайным образом в плоскости пленки [5].

Было показано аналитически, что, в полном согласии с ранее полученными результатами, система разбивается на кластеры, или «домены», из наночастиц, с практически коллинеарно ориентированными магнитными моментами. Размер «доменов» зависит от соотношения энергий обменного взаимодействия и случайной анизотропии. Для квазидвумерной системы предсказана структура взаимной ориентации магнитных моментов, относящаяся к случаю сильного диполь-дипольного взаимодействия между отдельными гранулами. Указанные аналитические результаты подтверждены результатами математического моделирования. Также компьютерное моделирование показало, что наблюдаемое экспериментально увеличение остаточной намагниченности с ростом температуры является результатом уменьшения с температурой анизотропии наночастиц либо увеличения с темпераурой прямого обмена между наночастицами (рис. 2).

На основании экспериментальных данных, а также результатов аналитических вычислений и компьютерного моделирования мы заключили, что структуры, образованные ферромагнитными наночастицами, характеризующимися наличием слабого прямого обмена и случайной анизотропии формы, имеют свойства ферромагнитных стекол. Структура намагниченности образуется из «доменов», размер которых определяется соотношением слабого межгранульного прямого обмена и случайной анизотропии. Для квазидвумерных структур диполь-дипольные силы становятся определяющими и ответственными за образование вершино-подобных картин намагниченности (рис. 3).

В заключение укажем, что с помощью метода лазерного электродиспергирования можно изготовить пленку с магнитным туннельным переходом, состоящую из чередующихся слоев металлических наночастиц с разными значениями коэрцитивного поля. В таких материалах должен наблюдаться эффект гигантского туннельного магнитосопротивления, поскольку намагниченность в разных слоях по-разному зависит от приложенного внешнего магнитного поля. Такой материал может быть использован при создании новых спинэлектронных устройств: магнитных сенсоров, магнитных ячеек памяти.

1. *Kozhevin, V.M.* Granulated metal nanostructure deposited by laser ablation accompanied by cascade drop fission / V.M. Kozhevin, D.A. Yavsin, V.M. Kouznetsov, V.M. Busov, V.M. Mikushkin, S.Yu. Nikonov, S.A. Gurevich, A. Kolobov // J. Vac. Sci. Tech. B. 2000. V. 18, I. 3. P. 1402–1405.

2. *Ilyushenkov, D.S.* Magnetic properties of selfassembled nanostructure films on the base of amorphous Ni granules / D.S. Ilyushenkov, V.I. Kozub, D.A. Yavsin, V.M. Kozhevin, I.N. Yassievich, T.T. Nguyen, E.H. Bruck, S.A. Gurevich // J. Magn. Magn. Mater. 2009. V. 321. P. 343–347.

3. Ильющенков, Д.С. Магнитные свойства плёнок из наночастиц никеля и кобальта / Д.С. Ильющенков, С.В. Гастев, В.И. Козуб, В.М. Кожевин, Д.А. Явсин, И.Н. Яссиевич, С.А. Гуревич // Труды симпозиума «Нанофизика и наноэлектроника». 2008. Т. 2. С. 265–266.

4. Ильющенков, Д.С. Магнитные плёнки из монодисперсных никелевых наночастиц / Д.С. Ильющенков, М.А. Одноблюдов, Д.А. Явсин, В.М. Кожевин, И.Н. Яссиевич, С.А. Гуревич, Т.Т. Nguyen, Е. Bruck // Труды симпозиума «Нанофизика и наноэлектроника». 2006. Т. 2. С. 293–294.

5. Ильющенков, Д.С. Формирование доменов в плёнках магнитных наночастиц со случайным распределением осей анизотропии / Д.С. Ильющенков, В.И. Козуб, И.Н. Яссиевич // ФТТ. 2007. Т. 49, вып. 10. С. 1853–1857.

Особенности поглощения электромагнитных волн в системах с неколлинеарным распределением намагниченности

Е.А. Караштин, О.Г. Удалов, А.А. Фраерман

Институт физики микроструктур РАН, Нижний Новгород. e-mail: eugenk@ipm.sci-nnov.ru

Известно, что в системах с коллинеарным распределением намагниченности координатные и спиновые переменные в уравнении Шредингера для электронов проводимости разделяются, и их волновая функция может быть представлена в виде произведения координатной и спиновой частей.

В случае же, когда магнитная структура неколлинеарна, разделить спиновые и координатные степени свободы в уравнении Шредингера для делокализованных электронов не удается. Данное свойство проявляется, например, в возможности изменения спинового состояния электронов проводимости под действием переменного электрического поля.

В данной работе рассматриваются особености поглощения электромагнитных волн такими средами, как природными, так и искусственными, связанные с наличием в них обменного взаимодействия. Примером естественной среды может служить гольмий, в котором при T < 133 К наблюдается спиральная магнитная структура [1]. Одной из возможных искусственных сред является многослойная структура, составленная из двух ферромагнетиков с разной коэрцитивностью, разделенных диэлектрической прослойкой. Если к такой структуре приложить внешнее магнитное поле, перпендикулярное к оси намагниченности, магнитные моменты слоев в ней становятся неколлинеарны друг другу.

Построена феноменологическая теория, показывающая наличие дополнительного вклада в поглощение электромагнитных волн средами, в которых распределение намагниченности неколлинеарно. Проведен микроскопический расчет дополнительного вклада в коэффициент поглощения для среды с геликоидальной магнитной структурой. Также рассмотрена магнитная структура, состоящая из двух одинаковых ферромагнитных слоев, разделенных диэлектрической прослойкой. Намагниченности слоев лежат в их плоскости, но не коллинеарны друг другу.

Рассмотрим среду с распределением намагниченности $\mathbf{M}(\mathbf{r})$. На плоскую границу этой среды из вакуума падает линейно поляризованная монохроматическая электромагнитная волна с вектором поляризации е и частотой $\boldsymbol{\omega}$. При построении выражения для коэффициента поглощения будем пользоваться следующим правилом: выражение должно быть составлено таким образом, чтобы магнитные и координатные векторные индексы сворачивались только между собой, но не друг с другом [2]. Это правило следует из того, что по предположению указанный эффект обусловлен обменным взаимодействием. Обменные силы зависят только от относительных ориентаций спинов, поэтому при одновременном повороте всех спинов системы на одинаковый угол никакие характеристики системы не должны изменяться. Амплитуда намагниченности одинакова во всех точках пространства, и M(r) может только поворачиваться при переходе из одной точки в другую. При этом намагниченность вращается в пространстве медленно, т.е. поворот на угол порядка π происходит на расстояниях существенно больших, чем постоянная решетки и длина свободного пробега электрона. Из последнего следует, что при построении тензора диэлектрической проницаемости можно ограничиться низшими пространственными производными M(r). Поглощение волны рассматривается в электродипольном приближении, поэтому выражение для коэффициента поглощения определяется электрическим полем электромагнитной волны и не должно содержать ее магнитного поля. Учитывая, что количество пространственных производных в выражении для коэффициента поглощения должно быть четным, получим

$$\alpha = \alpha_0(\omega) \left(\mathbf{M}, \partial^2 \mathbf{M} / \partial x_i \partial x_j \right) e_i e_j.$$
(1)

Здесь коэффициент α_0 определяется параметрами структуры и частотой волны, но не зависит от ее поляризации и намагниченности среды. Формула (1) показывает, что в средах с неоднородным неколлинеарным распределением намагниченности существует дополнительный вклад в поглощение электромагнитных волн. Рассмотрим для примера среду с геликоидальным распределением намагнием намагниченности:

$$\mathbf{M} = (m \cos qz, m \sin qz, (1 - m^2)^{1/2}).$$
(2)

Величина *q* здесь определяет шаг спирали. Подставляя выражение для намагниченности (2) в формулу (1), получаем $\alpha = -\alpha_0(\omega) m^2 q^2 e_z^2$. Таким образом, в магнитной спирали дополнительный вклад в поглощение появляется лишь для волн, имеющих компоненту поляризации вдоль оси спирали. Это означает, что поглощение электромагнитной волны в данной структуре является анизотропным по отношению к поляризации волны и, следовательно, к углу падения излучения на структуру.

Для среды с геликоидальным распределением намагниченности построена микроскопическая теория. В рамках *s*-*d*-модели волновые функции и спектр электронов проводимости в данной среде можно найти точно. Спектр электронов имеет две ветви, соответствующие разным спиновым состояниям; будем условно обозначать их «+» и «-», при этом большая энергия при фиксированном квазиимпульсе электрона соответствует состоянию «+».

Вычислив вероятность перехода электрона проводимости из состояния «--» в состояние «+-» под действием оператора взаимодействия электрона с электромагнитной волной, получим коэф-фициент поглощения для электрона с квазиим-пульсом вдоль оси спирали $\hbar k_z$:

 $\alpha = \mathbf{a}(\omega) \ m^2 \ q^2 \ e_z^2 \ \delta(\Delta E(k_z) - \hbar \omega),$ (3)гладкая где $a(\omega)$ _ функция частоты, $\Delta E(k_z) = E_+(k_z) - E_-(k_z)$ – абсолютная величина изменения энергии электрона при переходе, по порядку величины равная удвоенной энергии обменного взаимодействия в среде. Видно, что результаты микроскопического расчета коэффициента поглощения в среде с геликоидальным распределением намагниченности совпадают с выражением, которое дает феноменологическая теория.



Рис. 1. Отражение ИК-излучения гольмием: (*a*) электрическое поле электромагнитной волны поляризовано вдоль оси геликоидальной магнитной структуры гольмия; (*б*) электрическое поля поляризовано перпендикулярно оси геликоида. (Рисунки взяты из работы [3].)

В работе [3] экспериментально наблюдалось аномальное увеличение поглощения в области частот переходов электронов между спиновыми подзонами для гольмия. Аномальное поглощение возникало при переходе гольмия из парамагнитного состояния в состояние с магнитной спиралью (температура порядка 133 К) (см. рис. 1, *a*). При помещении гольмия в сильное однородное магнитное поле, т.е. при переходе к однородному распределению намагниченности, пик поглощения исчезал. Кроме того, наблюдалась и зависимость величины пика от поляризации электрического поля в электромагнитной волне. Пик имел максимальную высоту в случае, когда электрическое поле было поляризовано вдоль оси магнитной спирали (см. рис. 1). Экспериментальные результаты работы [3] могут быть качественно описаны в рамках простой теории, изложенной в данной работе.

Рассмотрена также задача о поглощении электромагнитной волны структурой, состоящей из двух одинаковых ферромагнитных слоев, намагниченности которых лежат в их плоскости, но неколлинеарны друг другу. Слои разделены диэлектрической прослойкой. Так же как и в случае среды с геликоидальным распределением намагниченности, волновые функции здесь могут быть найдены в рамках *s-d*-модели, и, вычислив поправки к току, вызванные высокочастотным электромагнитным полем, нетрудно рассчитать коэффициент поглощения поля данной структурой.

Таким образом, развитая в данной работе теория показывает наличие дополнительного вклада в поглощение электромагнитных волн средами, в которых распределение намагниченности неколлинеарно, обусловленного обменным взаимодействием в таких средах. Этот вклад анизотропен по отношению к поляризации волны и имеет ярко выраженный максимум на частоте, соответствующей удвоенной величине константы обменного взаимодействия в среде. Проведенные в данной работе расчеты позволяют объяснить, в частности, результаты измерения коэффициента поглощения гольмия в инфракрасном диапазоне, представленные в работе [3], а также дают основания для проведения эксперимента по обнаружению рассмотренного эффекта в многослойных магнитных структурах.

Работа выполнена при поддержке ФЦП «Научные и научно-педагогические кадры инновационной России» на 2009–2013 гг.

1. *Koehler, W.C.* Magnetic Structures of Holmium. I. The Virgin State / W.C. Koehler, J.W. Cable, M.K. Wilkinson, E.O. Wollan // Phys. Rev. 1966. V. 151. P. 414–424.

2. Ландау, Л.Д. Электродинамика сплошных сред / Л.Д. Ландау, Е.М. Лифшиц. – М. : Наука, 1982. – 620 с.

3. *Weber, P.* Effect of Magnetic Ordering on the Infrared Spectra of Holmium / P. Weber, M. Dressel // Journal of Magnetism and Magnetic Materials 2004. V. 272–276. P. E1109–E1110.

Ферромагнитный резонанс в нанокристаллических сплавах Fe_{73.5}CuNb₃Si_{13.5}B₉

С.В. Комогорцев^{1,3}, Р.С. Исхаков^{1,3}, П.А. Кузнецов², А.И. Беляева², Γ .Н. Бондаренко⁴, Л.А. Чеканова¹

¹ Институт микрофизики РАН, ул. Академика Иванова, 45, Иваново.
 ¹Институт физики СО РАН, Академгородок, 50, Красноярск.
 ² ФГУП ЦНИИ КМ "ПРОМЕТЕЙ", ул. Шпалерная, 49, Санкт-Петербург.
 ³Сибирский государственный технологический университет, пр. Мира, 82, Красноярск.
 ⁴Институт химии и химической технологии СО РАН, ул. К. Маркса, 42, Красноярск.

e-mail: komogor@iph.krasn.ru

Исследователям магнитных наноструктурированных сплавов хорошо знакома диаграмма Херцера – зависимость коэрцитивности H_c от среднего размера зерна, полученная на серии сплавов Fe_{73 5}CuNb₃Si_{13 5}B₉, отожженных из закаленного состояния [1]. Коэрцитивная сила и начальная проницаемость в пределах этой серии изменялись по величине на несколько порядков, а наилучшие магнитомягкие свойства продемонстрировал образец с наименьшим размером зерна D (около 10 нм). Коэрцитивная сила показала резкий рост с увеличением размера зерна $H_c \sim D^6$ вплоть до D = 50 нм. Величина начальной магнитной проницаемости от размера зерна вела себя как $1/\mu \sim D^6$ для D от 10 до 50 нм. Сочетание малого размера зерна и хороших магнитомягких свойств, казалось, находится в противоречии с классическим правилом магнитного материаловедения: магнитомягкие свойполикристаллического ферромагнетика ства ухудшаются при уменьшении размера зерна. Модель случайной магнитной анизотропии, в рамках которой была объяснена повышенная магнитомягкость аморфных и нанокристаллических магнитных сплавов [2], явилась новым фундаментом для понимания магнетизма этих материалов. Согласно данной модели, магнитную структуру аморфных и нанокристаллических магнитных сплавов можно представить ансамблем стохастических магнитных доменов, самопроизвольно образованных большим количеством частиц. Макроскопические магнитные характеристики наномагнетиков оказались обусловленными размером этих доменов, а также величиной эффективной анизотропии в них. Хаос в направлении локальной магнитной анизотропии К и возможность описания магнитной структуры набором слабосвязанных магнитных блоков размером 2R_L приводят к оценке средней анизотропии стохастического магнитного домена:

$$\langle K \rangle = K / \sqrt{N} = K \cdot \left(R_c / R_L \right)^{\frac{1}{2}} = K \cdot \left(R_c / \delta \right)^6$$
 (1)

Здесь R_c – корреляционный радиус локальной магнитной анизотропии (величина, которая в нанокристаллических сплавах напрямую связана с размером зерна $D = k \cdot R_c$). Измерения ферромагнитного резонанса, которым уделяется внимание в нашей работе, проводятся в высоких (в сравнении с коэрцитивной силой) полях и на высоких частотах. Однако общие рассуждения о зависимости такого параметра, как ширина линии ферромагнитного резонанса, от размера зерна представляются аналогичными вышеизложенным рассуждениям по зависимости $H_c(D)$.

В данной работе мы представляем экспериментальные результаты по измерению ферромагнитного резонанса в сплаве $Fe_{73.5}CuNb_3Si_{13.5}B_9$ (ФМР), а также размера зерна в зависимости от температуры и времени отжига.

Ленты аморфного сплава Fe73.5CuNb3Si13.5B9 20 мкм толщиной, получены закалкой из расплава на ОАО «НИИМЭТ» (г. Калуга) под коммерческим наименованием АМАГ-200. Части ленты были отдельно изотермически отожжены в течение различного времени – от 10 мин. до 8 ч. при температурах от 430 °С до 590 °С. На полученных при различных условиях отжига образцах измерялись спектры ферромагнитного резонанса (ФМР), а также спектры рентгеновской дифракции. Изучение ФМР осуществлялось на стандартном спектрометре ЭПА-2М с частотой f = 9.2 ГГц в параллельной ориентации плоскости ленты по отношению к внешнему магнитному полю при комнатной температуре. Измерения спектров рентгеновской дифракции были проведены на дифрактометре ДРОН-3 с использованием Си Ка-излучения. Тонкая структура образцов исследовалась на просвечивающем электронном микроскопе JEM-200CX при ускоряющем напряжении 120 кВ.

Методами рентгеновской дифракции и электронной микроскопии установлено, что в исходном состоянии материал не содержит кристаллической фазы. С ростом температуры отжига происходит как увеличение средних размеров выделившихся в аморфной матрице кристаллических частиц, так и увеличение их объемной доли.

Установлено, что выделившиеся в результате отжига в исследуемом сплаве кристаллиты представляют фазу твердого раствора α -Fe с химическим составом, близким к соединению Fe₃Si. Кристаллизация исследуемого сплава идет в два этапа. Сначала из аморфного состояния сплав рекристаллизуется в довольно стабильный до 600 °C нанокристаллический сплав с размером зерна около 10 нм. Из литературы следует, что при температурах выше 600 °C происходит рекристаллизация до поликристаллического сплава с размером зерна около 50 нм. Таким образом, использованный в нашей работе диапазон условий термообработки соответствует первому этапу кристаллизации.



Рис. 1. Электронно-микроскопическое изображение образцов сплава АМАГ-200: a – исходное состояние; δ – отжиг при 470 °C, 1 ч; e – отжиг при 510 °C, 1 ч; e – отжиг при 550 °C, 1 ч.

Размер зерна при отжиге 590 °С продолжительностью до 8 часов меняется очень незначительно. Однако в ряду образцов сплава $Fe_{73.5}CuNb_3Si_{13.5}B_9$, отожженного при 590 °С в течение различного времени, есть изменение параметра 20. Это связано с изменением межплоскостного расстояния в α -Fe. Используя зависимость межплоскостного расстояния от содержания кремния в твердых растворах α -Fe_{1-x}Si_x [3] мы оценили содержание Si в α -фазе.

Из спектров ферромагнитного резонанса (ФМР) определяли основные характеристики ФМР: ширину линии ΔH (расстояние между пиками дифференциального сигнала) и резонансное поле H_r .

По параметру H_r заметных изменений при отжиге до температур 570 °С не наблюдается. При отжиге 570 °С и выше величина H_r уменьшается с увеличением продолжительности отжига. Это уменьшение соответствует росту эффективной намагниченности M, вычисленной по формуле Киттеля из H_r . Рост намагниченности при высокотемпературных отжигах связан с изменением ближнего порядка атомов Fe, т.е. с диффузионным перераспределением атомов в этом сплаве, и качественно согласуется с результатами определения концентрации кремния в α -фазе железа по межплоскостным расстояниям.

Изменение величины ΔH при отжиге отражает, на наш взгляд, этапы рекристаллизации исходного аморфного сплава. Величина ΔH на начальных этапах отжига убывает (430–510 °C), после чего начинает расти. Этот начальный этап (уменьшение ΔH), скорее всего, связан с самым началом кристаллизации – зарождением кристаллита в аморфной матрице и снятием избыточных внутренних напряжений. Дальнейший рост ΔH

связан с ростом размера зерна α-фазы железа согласно модели случайной магнитной анизотропии.

Идея о том, что ширина линии ферромагнитного резонанса должна зависеть от параметров наноструктуры и интерпретироваться в рамках модели случайной магнитной анизотропии, уже озвучивалась исследователями (см., например, [4]). Согласно этой идее, зависимость ΔH от D должна повторять зависимость $H_c \sim D^6$. На рисунке 2 приведена зависимость ΔH от D, полученная по результатам проведенных измерений. Насколько нам известно, это первый случай экспериментальной демонстрации количественной корреляции ΔH и D. Полученный здесь результат $\Delta H \sim D^6$ дает возможность количественного сравнения эксперимента и данных компьютерного моделирования нанокристаллических магнетиков; показывает, что можно получить в эксперименте данную степенную зависимость и оценить характерные размеры зерна, не пользуясь трудоемкими измерениями $H_c(D)$.



Рис. 2. Зависимость ширины линии ΔH от размера зерна *D* в нанокристаллическом сплаве $Fe_{73.5}CuNb_3Si_{13.5}B_9$.

Работа частично поддержана грантом целевой программы "Развитие научного потенциала высшей школы" РНП.2.1.1/2584, а также грантом РФФИ 09-02-98002-р_сибирь_а.

1. *Herzer, G.* Grain structure and magnetization of nanocrystalline ferromagnets / G. Herzer // IEEE Trans. On Magn. 1989. V. 25, $N \ge 5$. P. 3327–3329.

2. Исхаков, Р.С. Магнитная микроструктура наноструктурированных ферромагнетиков / Р.С. Исхаков, С.В. Комогорцев // Изв. РАН, Серия физ. 2007. Т. 71, № 11. С. 1661–1663.

3. Бозорт, Р. Ферромагнетизм / Р. Бозорт. – М. : Изд-во иностр. лит., 1956. – 784 с.

4. *Rubinstein, M.* Ferromagnetic resonance in nanocrystalline $Fe_{73.5}CuNb_3Si_{13.5}B_9$ (Finemet) / M. Rubinstein, V.G. Harris, P. Lubitz // J. Magn. Magn. Mater. 2001. V. 234, N° 2. P. 306–312.

Исследования межслойного обмена в трехслойных структурах Fe/Si/Fe методом ФМР

А.Б. Дровосеков¹, Н.М. Крейнес¹, И.В. Кузюк¹, Д.И. Холин¹, Д.Е. Бюрглер², Р. Шрайбер²

¹ Институт физических проблем им. П.Л. Капицы, ул. Косыгина 2, Москва.

² Исследовательский центр Юлих, Юлих D-52425, Германия.

e-mail: kreines@kapitza.ras.ru

Проблема межслойного обмена в слоистых структурах Fe/Si вызывает большой интерес уже более десятка лет (см., напр., [1–5]). В первую очередь это связано с потенциальной возможностью использовать такие структуры в полупроводниковой электронике. Тем не менее экспериментальные данные в этой области достаточно противоречивы, а механизм обмена ферромагнитных слоев через прослойку кремния остается неясен.

В данной работе исследовались магнитные свойства трехслойных структур Fe(70 Å)/Si(t Å)/Fe(70 Å), выращенных методом молекулярно-лучевой эпитаксии на подложке MgO(100). В качестве буферного слоя использовалась пленка серебра толщиной 1000 Å. Температура подложки в процессе роста структуры составляла 300 К (комнатная). Были приготовлены два образца с различным знаком межслойного обмена: антиферромагнитным (АФМ-образец) и ферромагнитным (ФМ-образец).

Магнитные свойства образцов изучались методом ферромагнитного резонанса. Спектры поглощения снимались при ряде частот диапазона 7,6–37 ГГц в магнитном поле до 7 кЭ, направленном как вдоль легкой [100], так и вдоль трудной [110] осей намагничивания железа в плоскости пленки. Измерения были проведены при температурах 4; 77; 180; 300 К.

Для обоих образцов полученные экспериментальные спектры характеризуются наличием акустической и оптической ветвей резонансного поглощения. При этом в рамках обычного «билинейного» (гейзенберговского) межслойного обмена зависимости частот акустической и оптической мод от магнитного поля $f_{ak}(H)$, $f_{ont}(H)$ описываются плохо. Учет дополнительного «биквадратичного» вклада в энергию взаимодействия слоев позволяет хорошо описать полевую зависимость частоты акустической моды и получить относительно неплохое качественное согласие для оптической моды (рис. 1). Используемая форма для энергии межслойного взаимодействия на единицу площади имеет вид

 $E = -J_1(\mathbf{m}_1, \mathbf{m}_2) - J_2(\mathbf{m}_1, \mathbf{m}_2)^2,$

где J_1 и J_2 — билинейная и биквадратичная обменные константы соответственно, а \mathbf{m}_1 и \mathbf{m}_2 единичные вектора, направленные вдоль намагниченностей слоев железа.

Аппроксимацией экспериментальных спектров при различных температурах получены температурные зависимости констант J_1 и J_2 . На рис. 2 показаны зависимости $J_1(T)$ и $J_2(T)$ для АФМобразца. Величины констант сравнимы между собой и составляют порядка 1 эрг/см². При повышении температуры межслойный обмен падает –

значения обеих обменных констант уменьшаются. На рис. 2 зависимости $J_1(T)$ и $J_2(T)$ аппроксимированы с помощью формулы РККИ $J(T)=J_0(T/T_0)/\text{sh}(T/T_0)$. Значение T_0 составляет 250 К для билинейной и 120 К для биквадратичной константы.



Рис. 1. Зависимость резонансных частот от магнитного поля при комнатной температуре для $A\Phi M(a)$ и $\Phi M(\delta)$ образцов. Поле направлено вдоль трудной оси [110] в плоскости пленки. Точки – эксперимент, линии – аппроксимация в модели биквадратичного обмена. Значения обменных констант показаны на графиках.



Рис. 2. Зависимости обменных констант от температуры для АФМ-образца. Точки – эксперимент, линии проведены для наглядности (см. текст).

Работа поддержана советом по грантам Президента Российской Федерации по поддержке молодых ученых и ведущих научных школ (грант НШ-6122.2008.2) и Российским фондом фундаментальных исследований (гранты 07-02-01252 и 09-02-12341).

1. Toscano S., Briner B., Hopster H., Landot M. // J. Magn. Magn. Mater. 1992. V. 114, P. L6.

2. Strijkers G.J., Kohlhepp J.T., Swagten H.J.M., Jonge W.J.M. de // Phys. Rev. Lett. 2000. V. 84. P. 1812.

3. Bürgler D., Buchmeier M., Cramm S. et al. // J. Phys.: Condens. Mater. 2003. V. 15. P. S443.

4. Paul A., Buchmeier M., Bürgler D. et al. // Phys. Rev. B. 2008. V. 77. P. 184409.

5. Варнаков С.Н., Bartolomé J., Sesé J., Овчинников С.Г. и др. // ФТТ. 2007. Т. 49. С. 1401.

Влияние напряжений сжатия и растяжения в слоях GaMnAs на их магнитные свойства

Б.Н. Звонков¹, О.В. Вихрова¹, Ю.А. Данилов¹, Ю.Н. Дроздов², А.В. Кудрин¹, М.В. Сапожников²

¹ Научно-исследовательский физико-технический институт ННГУ им. Н.И. Лобачевского, пр. Гагарина, 23/3, Нижний Новгород. ² Институт физики микроструктур РАН, ГСП-105, Нижний Новгород.

В связи с активным развитием полупроводниковой спинтроники актуальными являются задачи по управлению магнитными свойствами эпитаксиальных слоев магнитных полупроводников (МП), в частности направлением оси легкого намагничивания относительно плоскости структур. Для ряда практических приложений, например для использования магнитного полупроводника в качестве инжектора спин-поляризованных носителей в спиновых светодиодах, необходимо получение слоев МП с осью легкого намагничивания, направленной перпендикулярно плоскости слоя. Известно, что параметр решетки GaMnAs больше, чем у GaAs, а возникающие напряжения сжатия в эпитаксиальном GaMnAs, слое, сформированном методом молекулярно-лучевой эпитаксии на подложках GaAs, приводят к ориентации оси легкого намагничивания в плоскости слоя GaMnAs [1]. Управление направлением оси легкого намагничивания в эпитаксиальных слоях GaMnAs возможно путем изменения в них величины и характера упругих напряжений. В частности, использование буферного слоя In_{0.16}Ga_{0.84}As при выращивании слоев GaMnAs позволяет направить ось легкого намагничивания вдоль направления роста за счет создания в слое GaMnAs напряжений растяжения [1].

В данной работе исследовалось влияние упругих напряжений в слоях GaMnAs, сформированных методом лазерного нанесения, на их магнитные свойства. Структуры были получены путем поочередного распыления лазером мишеней GaAs и Mn в потоке газа-носителя при температуре 350 °C и соотношении времен распыления $Y_{\rm Mn}$ = $= t_{Mn}/(t_{GaAs}+t_{Mn}) = 0.13$. Слои GaMnAs толщиной порядка 0.13 мкм наносились либо непосредственно на положки полуизолирующего GaAs (структура 5607) или InP (структура 5841), либо на буферные слои толщиной ≈ 0.7 мкм, полученные МОС-гидридной эпитаксией: In_{0.15}Ga_{0.85}As (структура 5837), In_{0.6}Ga_{0.4}P (структура 5840). Рассогласование параметров решетки GaMnAs, оцененное с учетом литературных данных для параметра решетки GaMnAs с содержанием Mn 4-5 % [1], составляло +0.8 %, +0.6 %, +3.5 % относительно In_{0.15}Ga_{0.85}As, In_{0.6}Ga_{0.4}P и InP, соответственно. Это позволяет предположить, что в GaMnAs-слоях, выращенных на данных материалах, будут присутствовать напряжения растяжения. Были проведены исследования структуры слоев (методом рентгеновской дифракции), фотолюминесцентных и магнитооптических (магнитооптический эффект

Керра) свойств слоев. Получены зависимости сопротивления Холла ($R_{\rm H}$) от магнитного поля и магнетосопротивления в диапазоне температур 10 – 300 К.

Исследования эффекта Холла показали, что все слои GaMnAs имели дырочный тип проводимости и сходные электрические характеристики во всем диапазоне температур. Концентрация носителей составляла порядка $3 \cdot 10^{19}$ см⁻³ и $2 \cdot 10^{18}$ см⁻³, а подвижность ≈ 5 см²/В·с и ≈ 15 см²/В·с при 295 К и 77 К соответственно.

На рис. 1 представлены магнитополевые зависимости сопротивления Холла, полученные при различных температурах, для структур 5607 и 5837. При температурах ниже 50 К в структурах наблюдался аномальный эффект Холла (АЭХ), что свидетельствует об их ферромагнитных свойствах. Исследования эффекта Холла при различных температурах позволили установить, то температура Кюри всех слов GaMnAs составляет порядка 40 К. В исследованных слоях GaMnAs с напряжениями сжатия и растяжения аномальный эффект Холла проявляется по-разному.



Рис. 1. Зависимость сопротивления Холла от магнитного поля при различных температурах для слоев GaMnAs, выращенных на подложке GaAs (a) и буферном слое InGaAs (δ).

Для структуры GaMnAs/GaAs с напряжениями сжатия (5607) магнитополевые зависимости холловского сопротивления имеют нелинейный вид без петли гистерезиса и без явной тенденции к насыщению (рис. 1, *a*). Подобное проявление АЭХ характерно для слоев GaMnAs, полученных на GaAs, и связано с ориентацией оси легкого намагничивания в плоскости слоя.

В слоях GaMnAs с напряжениями растяжения (5837, 5840, 5841) аномальный эффект Холла проявляется иначе: магнитополевые зависимости холловского сопротивления имеют гистерезисный характер (коэрцитивное поле ≈ 160 Э при 10 К) и обнаруживают тенденцию к насыщению в магнитном поле порядка 2000 Э (рис. 1, б). Такой характер магнитополевых зависимостей сопротивления Холла свидетельствует о присутствии значительной перпендикулярной плоскости слоя компоненты оси легкого намагничивания. Подобное изменение вида магнетополевой зависимости холловского сопротивления (появление гистерезиса и тенленции к насышению) наблюдалось в GaMnAs. полученном методом молекулярно-лучевой эпитаксии на слое InGaAs [2].

На рис. 2 представлены магнитополевые зависимости угла Керра, полученные при 295 К в полярной и меридиональной геометрии (магнитное поле приложено перпендикулярно плоскости слоя и в плоскости слоя соответственно) для структуры 5607 (рис. 2, a) и в полярной геометрии для структур 5837 и 5840 (рис. 2, δ).



Рис. 2. Магнитополевые зависимости угла Керра в полярной (зависимость 1) и меридиональной (зависимость 2) геометрии для структуры 5607 (a). Магнитополевые зависимости угла Керра в полярной геометрии для структуры 5837 (зависимость 3) и структуры 5840 (зависимость 4) (δ).

Наблюдаемая при комнатной температуре нелинейная магнитополевая зависимость угла вращения плоскости поляризации связана с присутствием в исследуемых слоях GaMnAs включений ферромагнитной фазы MnAs (с температурой Кюри \approx 315 K). Следует отметить, что наблюдаемый в исследуемых структурах аномальный эффект Холла определяется ферромагнитными свойствами матрицы GaMnAs и не связан с присутствием фазы MnAs, поскольку наблюдается при температурах ниже 50 К.

Для структуры 5607 с напряженно-сжатым слоем GaMnAs магнитополевые зависимости угла Керра имеют гистерезисный вид схожего характера (сравнимые величины коэрцитивного поля и поля, в котором происходит насыщение) как в полярной, так и в меридиональной геометрии (рис. 2, *a*). Это может являться следствием того, что часть включений фазы MnAs имеет ось легкого намагничивания, ориентированную перпендикулярно плоскости слоя GaMnAs, а часть – вдоль плоскости слоя.

Для структур 5837 и 5840 с напряженно-растянутым слоем GaMnAs магнитооптический эффект Керра выражен значительно слабее. Нелинейный характер магнитополевой зависимости угла вращения плоскости поляризации наблюдается только в полярной геометрии (рис. 2, *a*), что может быть связано с меньшим количеством ферромагнитной фазы MnAs и/или характером ее внедрения (размеры и форма включений) в этих слоях.

Это позволяет заключить, что тип упругих напряжений влияет не только на ориентацию вектора легкого намагничивания GaMnAs (что выявляют исследования аномального эффекта Холла), но и на характер включений ферромагнитной фазы MnAs (о чем свидетельствуют исследования магнитооптического эффекта Керра).

Таким образом, показано, что использование буферных слоев $In_{0.15}Ga_{0.85}As$, $In_{0.6}Ga_{0.4}P$ и подложек InP позволяет управлять направлением оси легкого намагничивания посредством изменения характера упругих напряжений в слоях GaMnAs, полученных лазерным нанесением.

Работа выполнена при поддержке грантов РФФИ 08-02-00548а и 08-02-97038р_поволжье_а, АВЦП «Развитие потенциала высшей школы» 2.2.2.2/4297 и CRDF BP4M01.

1. Magnetotransport properties of metallic (Ga,Mn)As films with compressive and tensile strain / F. Matsukura, M. Sawicki, T. Dietl, D. Chiba, H. Ohno // Physica E. 2004. V. 21. P. 1032–1036.

2. Magnetotransport properties of GaMnAs based trilayer structures with different thicknesses of InGaAs spacer layer / H. Lee, S. Chung, S. Lee, X. Liu, J.K. Furdyna // J. Appl. Phys. 2009. V. 105. P. 07C505-1–3.

Перемагничивание нанодисков CoPt с перпендикулярной анизотропией в поле зонда магнитно-силового микроскопа

В.Л. Миронов, Б.А. Грибков, О.Л. Ермолаева, И.М. Нефедов, И.Р. Каретникова, И.А. Шерешевский

Институт физики микроструктур РАН, 603950, Н.Новгород, ГСП-105. e-mail: mironov@ipmsci-nnov.ru

В докладе приводятся результаты экспериментальных исследований и микромагнитного моделирования процессов локального перемагничивания нанодисков CoPt с перпендикулярной анизотропией под действием неоднородного поля зонда магнитно-силового микроскопа (МСМ) [1]. Массивы круглых дисков изготавливались методами электронной литографии и ионного травления из многослойных тонкопленочных структур, содержащих 7 бислоев Co(4 Å)/Pt(10 Å) [2, 3]. Было изготовлено два массива частиц. Первый массив состоял из дисков диаметром 200 нм (с периодом 500 нм), второй массив – из дисков диаметром 35 нм (с периодом 120 нм). Эксперименты по перемагничиванию частиц проводились на вакуумном сканирующем зондовом микроскопе "Solver HV". Микромагнитное моделирование процессов перемагничивания частиц в поле МСМ-зонда проводилось с использованием прикладного пакета SIMMAG (разработка ИФМ РАН).

Проведенные эксперименты показали, что для изготовленных частиц реализовались существенно различные моды перемагничивания. При однократном касании дисков диаметром 200 нм зондом МСМ перемагничивание не наблюдалось. Инверсия намагниченности в экспериментах наблюдалась только тогда, когда зонд проходил поперек диска, через его центр (рис. 1, *a*).



Рис. 1. Перемагничивание диска CoPt диаметром 200 нм при сканировании зондом MCM (*a*). Наблюдается инверсия MCM контраста на линии A-Б. MCM-изображение того же участка массива частиц после перемагничивания (δ).

Микромагнитное моделирование показало, что при перемагничивании дисков диаметром 200 нм посредством сканирования зондом поперек диска реализуется механизм зарождения микродомена с противоположно ориентированной намагниченностью. Вначале зародышевый домен образуется на краю диска непосредственно под зондом, и в дальнейшем он разрастается на всю частицу вслед за движением MCM-зонда (рис. 2).



Рис. 2. Последовательные стадии перемагничивания частиц CoPt диаметром 200 нм при сканировании МСМ-зондом поперек частицы. Положение зонда МСМ показано темным кружком. Направление намагниченности в различных областях диска показано стрелками.

В экспериментах по перемагничиванию дисков диаметром 35 нм было зарегистрировано устойчивое перемагничивание при однократном касании частиц зондом МСМ. Компьютерное моделирование показало, что перемагничивание нанодисков в этом случае сопровождается переходом через сложное квазивихревое состояние. Результаты микромагнитного моделирования процесса перемагничивания диска CoPt диаметром 35 нм показаны на рис. 3.



Рис. 3. Последовательные стадии перемагничивания частиц CoPt (диаметром 35 нм) в поле МСМ-зонда, расположенного над центром диска. Направление намагниченности в различных областях диска показано стрелками.



Рис. 4. Последовательные МСМ-изображения одного и того же участка массива частиц в процессе локального перемагничивания полем зонда.

Экспериментально было продемонстрировано контролируемое селективное перемагничивание одиночных элементов массива нанодисков CoPt диаметром 35 нм, подтверждающее возможность записи информации с плотностью на уровне 40 Gbit/in² (рис. 4).

Кроме изучения динамики перемагничивания, в численных микромагнитных расчетах мы также определяли среднюю магнитную энергию диска для того, чтобы сравнить барьеры перемагничивания в однородном магнитном поле ($\Delta E_{\rm hom}$) и для перемагничивания в неоднородном поле МСМзонда (ΔE_{tip}). Моделирование показало, что перемагничивание дисков CoPt диаметром 35 нм в однородном поле происходит посредством когерентного вращения намагниченности. В расчетах мы увеличивали амплитуду внешнего поля до тех пор, пока не начинался процесс перемагничивания, и в этот момент определяли критическое поле и величину магнитной энергии в критическом состоянии E_{hom}^* . Величина барьера перемагничивания вычислялась как разность между энергией в критическом состоянии E_{hom}^* и энергией в начальном состоянии E_0 :

$$\Delta E_{\rm hom} = E_{\rm hom}^* - E_0 \,.$$

Мы также рассчитывали энергетический барьер для перемагничивания нанодисков CoPt диаметром 35 нм в неоднородном поле сферического МСМ-зонда. В данных модельных расчетах радиус зонда фиксировался, а величина магнитного момента зонда увеличивалась только за счет увеличения параметра намагниченности в насыщении. В момент начала перемагничивания определялась величина энергии в критическом состоянии E_{tip}^* . Величина барьера перемагничивания в неоднородном поле зонда рассчитывалась аналогичным образом:

$$\Delta E_{\rm tip} = E_{\rm tip}^* - E_0$$

Численные оценки показали, что, во-первых, средняя по частице Z-компонента критического поля зонда, вызывающего перемагничивание диска, меньше, чем аналогичное критическое однородное поле, а во-вторых, энергетический барьер для перемагничивания нанодиска в критическом поле MCM зонда существенно ниже, чем барьер для его перемагничивания во внешнем критическом однородном поле. Так, например, для 35 нм СоРt-частицы с константой анизотропии $K = 8 \ 10^6$ эрг/см³ энергетический барьер перемагничивания в поле MCM-зонда составлял $\Delta E = 5,7 \cdot 10^{-11}$ эрг, в то время как барьер перемагничивания в однородном поле был равен $\Delta E = 11,7 \cdot 10^{-11}$ эрг.

Работа поддержана Российским фондом фундаментальных исследований (проект № 08-02-01202).

1. Mironov V.L., Gribkov B.A., Vdovichev S.N., Gusev S.A., Fraerman A.A., Ermolaeva O.L., Shubin A.B., Alexeev A.M., Zhdan P.A., Binns C. // J. Appl. Phys. 2009. V. 106. P. 053911.

2. Shen J.X., Kirby R.D., Wierman K., Shan Z.S., Sellmyer D.J., and Suzuki T. // J. Appl. Phys. 1993. V.73. P. 6418.

3. Aktag A., Michalski S., Yue L., Kirby R.D., and Liou S.-H. // J. Appl. Phys. 2006. V. 99. P. 093901.

Macroscopic quantum tunneling of toroidal moment in Ising-type rare-earth clusters

A.K. Zvezdin¹, D.I. Plokhov¹, A.I. Popov²

 ¹ A.M. Prokhorov General Physics Institute of RAS, 38 Vavilov str., Moscow.
 ² Moscow Institute of Electronic Technology (Technical University), Zelenograd, Moscow. e-mail: dmitry.plokhov@gmail.com

Due to rapid development of nanophysics the macroscopic quantum tunneling (MQT) problem draws special attention. One of the latest achievements is the observed MQT in nanowires [1]. Macroscopic quantum tunneling in small ferromagnetic and antiferromagnetic particles, for example, in singlemolecule magnets (SMM), is also actively studied both theoretically and experimentally [2-4]. Their investigation is of great importance for full-scale quantum computer development in the aspect of overcoming of non-scalability and difficulties in qubit state control. The SMMs are of good scalability because they are the molecules of individual chemical compounds. Such qubits are easily controlled not with magnetic fields, but with electric fields which are better to be localized. The SMMs are also interesting for the fronts of nanoelectronics: molecular spintronics [5].

Recently, the triangular molecular nanoclusters, such as Cu_3 , Dy_3 , etc., have been synthesized. Much attention is drawn to rare-earth clusters (e.g. Dy_3) due to several new physical effects, because the clusters can have zero magnetic moment in the ground state in spite of the fact that the state is magnetically ordered. Naturally, it is needed to use the next term in the multipole expansion of the spin (or current) density of the magnetic molecule that is toroidal moment. By analogy with single molecule magnets (Mn_{12} , Fe_8 , etc.) such molecules can be called single molecule toroics (SMT).

The molecules with toroidal moment were first implied in [6]. In [7, 8] such a molecule (namely Dy_3) was suggested, discovered, and experimentally investigated. Another examples of the SMTs are nanocluster Cu_3 [9] and probably nanocluster V_{15} [10].

The toroidal arrangement of the ion spins in the clusters results in the existence of the magnetoelectric effect (MEE) in such (molecular!) system, as well as other effects based on the spin-electric interaction. As it follows from the experimental data, there is low relaxation in such systems at low temperatures [14, 15]. In the case of the rare-earth triangular clusters the low relaxation is due to the MQT of the toroidal moment as it will be shown below.

In the present paper we consider the MQT problem in the limiting Ising case, i.e. case of the system discrete values of magnetization defined on an axis in the three-dimensional space. We base on the ideas developed in the study of macroscopic quantum spinreorientation in Ising nanoparticles [11].

We consider non-Kramers ions as Ising-type ones, for instance, holmium Ho^{3+} or terbium Tb^{3+} ions. The ground state of such ions is the pair of very close singlets, well separated from the excited levels (by an order of 100 cm⁻¹).



Fig. 1. The spin structure of the triangular rare-earth cluster and the local easy axes orientation in respect of the laboratory *XYZ* reference frame.

The Hamiltonian of the rare-earth triangle cluster reads as follows

$$H = \sum_{i=1}^{3} H_{CF}^{(i)} + H_{INT} + g_J \mu_B \sum_{i=1}^{3} \mathbf{H} \mathbf{J}_i,$$

where H_{CF} is the operator of the crystal field at the ion locations, the second one J_i is the total angular momentum of the *i*-th ion, **H** is the external magnetic field strength, and H_{INT} is the Hamiltonian of the dipole and exchange interactions of the rare-earth ions in the cluster. Making use of ion states in the crystal field

$$\left|\chi_{\pm}^{(i)}\right\rangle \approx \left|M_{J}\right| = \pm J\rangle,$$

the Hamiltonian can be written in the form

$$H_{EFF} = -\frac{\Delta}{2} \sum_{i=1}^{3} \sigma_{ix} - \frac{j}{2} \sum_{i \neq j} \sigma_{iz} \sigma_{jz} - \mathbf{MH}_{iz}$$

where σ_x , σ_y , and σ_z stand for the Pauli matrices, Δ is the energy gap between the singlet ground levels, $(\Delta < 1 \text{ cm}^{-1})$, *j* is the exchange interaction constant $(j \sim 10 \text{ cm}^{-1})$, and **M** is the total magnetic moment of the cluster. It should be noted, that the effective Hamiltonian can be generalized on the case of Kramers ions. Indeed, though the latter have doubly degenerated ground states, the degeneration can be removed by application of an external magnetic field, which turns the ground state into a doublet with splitting Δ controlled by the field.

In the limiting case $\Delta \rightarrow 0$ ($\Delta \ll j$) the eigenfunctions of the ground state correspond to the different in sign values of the cluster toroidal moment $T_Z = +T$ and $T_Z = -T$, where $T = -3/2 r_0 g_J \mu_B J$ and r_0 is the distance between the center of the triangle and its apices. The state with the required value of the toroidal moment can be prepared with a magnetic field exceeding some threshold value or with crossed electric and magnetic fields (or just with an electric current), see [12] for details. The positive (negative) value of the toroidal moment corresponds to the spins twisted counterclockwise (clockwise). Obviously, the states are of equal energies, i.e. if $\Delta \rightarrow 0$ then the ground state of the rare-earth triangular cluster is doubly degenerate.

Such a situation brings up the actual questions on the macroscopic quantum coherence (MQC), i.e. the cluster ground state generation removal, and on the macroscopic quantum tunneling (MQT) of the toroidal moment between the states with $T_z = \pm 3/2 r_0 g_J \mu_B J$. Both questions come to calculation of the imaginarytime transition amplitude between the states, which can be treated in terms of the path integral [13].

The wave functions of the rare-earth triangular cluster in the considered Hilbert space, which is the direct product of the state spaces of each of the three cluster ions, take the form

$$|\psi\rangle = \prod_{i=1}^{3} \left(\alpha(\theta_{i}, \varphi_{i}) | \chi_{+}^{(i)} \rangle + \beta(\theta_{i}, \varphi_{i}) | \chi_{-}^{(i)} \rangle \right),$$

$$\alpha(\theta, \varphi) = \cos\frac{\theta}{2} \text{ and } \beta(\theta, \varphi) = \sin\frac{\theta}{2} \cdot e^{-i\varphi}$$

are the Cayley-Klein parameters depending on the polar and azimuthal angles in the *i*-th local coordinate system with polar axis directed along the *i*-th easy axis.

The quantum dynamical equation of motion for the toroidal moment then reads

$$i\hbar \frac{d\mathbf{T}}{dt} = [\mathbf{T}, H]$$

We suppose that the dynamics of the toroidal moment is mainly conditional on the spins of the cluster ions. The symmetry of the system is not affected unless the external magnetic field is directed in the plane of the rare-earth triangle. In such a case $\theta_1 = \theta_2 = \theta_3 = \theta$ and $\phi_1 = \phi_2 = \phi_3 = \phi$ for the considered coherent macroscopic processes. Averaging out the dynamical equation with the above mentioned wave function, we finally come to the Lagrangian of the system in terms of the (θ, ϕ) variable set

$$L = \frac{3\hbar}{2}(1 - \cos\theta)\dot{\phi} + 3j\cos^2\theta + \frac{3\Delta}{2}\sin\theta\cos\phi.$$

The probability of the tunneling per time unit in the quasi-classical limit is determined [4] by

$$P = A \exp(-\Gamma)$$

where $\Gamma = 2S_E/\hbar$ is the Gamov constant and S_E is the Euclidean action calculated on the instanton tunneling trajectory

$$\frac{d\cos\theta}{d\tau} = \frac{2j}{\hbar} \left(\sigma_0^2 - \cos^2\theta\right)$$

The pre-exponential factor *A* is of order [4] of the instanton frequency. Points $\varphi = 0$ and $\cos \theta = \pm \sigma_0$, where $\sigma_0 = \sqrt{1 - (\Delta/4j)^2}$ are the stationary points of the system, which are the terminal points of the tunneling. Integrating the equation we get the instanton solution

$$\cos\theta = \sigma_0 \cdot th\left(\frac{2j\sigma_0\tau}{\hbar}\right)$$

the time dependence of the ϕ -variable specified by the motion integral

$$j\cos^2\theta + \frac{\Delta}{2}\sin\theta\cos\varphi = const.$$

Substituting the obtained explicit dependencies $\theta = \theta(\tau)$ and $\varphi = \varphi(\tau)$ into the system Lagrangian and calculating the action $S_{\rm E}$ on the tunneling trajectory, we finally obtain for the Gamov constant

$$\Gamma = \frac{2S_E}{\hbar} = 3 \left(\ln \frac{1 + \sigma_0}{1 - \sigma_0} - 2\sigma_0 \right).$$

The quantum mechanism of the tunneling dominates over thermal-activated processes of the spin reorientation at low enough temperatures. The temperature dependence of the speed of the latter is given by $\sim \exp(-U_0/k_BT)$. The crossover temperature T^* , at which both factors are of equal significance, is

$$T^* = \frac{6j}{k\Gamma(\sigma_0)} \cdot \left(1 - \frac{\sigma_0^2}{2} - \sqrt{1 - \sigma_0^2}\right).$$

Supposed that $j \sim 10 \text{ cm}^{-1}$ and $\Delta \sim 1 \text{ cm}^{-1}$, it is easy to find that $1 - \sigma_0 \sim 3 \cdot 10^{-4}$, the Gamov constant is $\Gamma \sim 20$, the crossover temperature is $T^* \sim 0.3$ K, and the corresponding relaxation time is $\tau \sim 1.3$ ms.

To conclude, it is shown that there exists macroscopic quantum tunneling of toroidal moment in the molecular system of Ising-type rare-earth ions. It is important that the ground state of such magnetically ordered systems has zero magnetic moment and is characterized by toroidal moment. This is the reason why the slow relaxation observed in experiment in such systems cannot be caused by the MQT of the magnetic moment, but can be accounted for the MQT of the toroidal moment instead.

1. Sahu M., Bae M.-H., Rogachev A., Pekker D., Wei T.-C., Shah N., Goldbart P.M., Bezryadin A. // Nature Physics. 2009. V. 5. P. 503.

2. Thomas L., Lionti F., Ballou R., Gatteschi D., Sessoli R., Barbara B. Macroscopic quantum tunneling of magnetization in a single crystal of nanomagnets // Nature. 1996. V. 383. P. 145.

3. Friedman J.R., Sarachik M.P., Tejada J., Ziolo R. Macroscopic measurement of resonant magnetization tunneling in high-spin molecules // Phys. Rev. Lett. 1996. V. 76. P. 3830.

4. *Chudnovsky E.M., Tejada J.* Macroscopic quantum tunneling of the magnetic moment. Cambridge University Press, 1998.

5. Soncini A., Chibotaru L.F. Molecular spintronics using noncollinear magnetic molecules // arXiv:0910.5235, submitted to Phys. Rev. Lett. (2009).

6. *Ceulemans A., Chibotaru L.F., Fowler P.W.* Molecular anapole moments // Phys. Rev. Lett. 1998. V. 80. P. 1861.

7. Luzon J., Bernot K., Hewitt I.J., Anson C.E., Powell A.K., Sessoli R. Spin chirality in a molecular dysprosium triangle // Phys. Rev. Lett. 2008. V. 100. P. 247205.

8. *Chibotaru L.F., Ungur L., Soncini A.* The origin of nonmagnetic Kramers doublets in the ground state of dysprosium triangles: evidence for a toroidal magnetic moment // Angew. Chem., Int. Ed. 2008. V. 47. P. 4126.

9. Trif M., Troiani F., Stepanenko D., Loss D. Spinelectric coupling in molecular magnets // Phys. Rev. Lett. 2008. V. 101. P. 217201.

10. Zvezdin A.K., Kostyuchenko V.V., Popov A.I., Popkov A.F., Ceulemans A. Toroidal moment in the molecular magnet V_{15} // Phys. Rev. B. 2009. V. 80. P. 172404.

11. Zvezdin A.K., Popkov A.F. Macroscopic quantum spin-flip in Ising nanoparticles // JETP Letters. 1993. V. 57. P. 562.

12. Popov A.I., Plokhov D.I., Zvezdin A.K. Anapole moment and spin-electric interactions in rare-earth nano-clusters // Europhys. Lett. 2009. V. 87. P. 67004.

13. *Feynman R.P., Hibbs A.R.* Quantum mechanics and path integral. N.Y.: McGraw-Hill Book Company, 1965.

Ферромагнетизм и электронный транспорт в 2D-структурах GaAs/InGaAs/GaAs с δ-слоем Mn

Б.А. Аронзон¹, В.В. Рыльков^{1,3}, М.А. Панков¹, Е.З. Мейлихов¹, А.Н. Драченко², А.Б. Давыдов¹, А.С. Веденеев³

¹ Российский научный центр «Курчатовский Институт», 123182 Москва.

² Institute of Ion Beam Physics and Materials Research, Forschungszentrum Dresden-Rossendorf, 01314 Dresden, Germany.

³ Фрязинский филиал Института радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН, 141190 Фрязино.

e-mail: vvrylkov@mail.ru

Центральное место в изучении свойств разбавленных магнитных полупроводников (РМП) отводится в настоящее время III-Mn-V-материалам, позволяющим создавать различного рода гетероструктуры, которые могут служить основой будущих устройств спинтроники [1]. До сих пор, однако, основное внимание уделялось исследованиям трехмерных (пленочных) III-Mn-V-материалам [1]. В немногочисленных работах, посвяшенных исследованию низкоразмерных III-Мn-Vструктур, авторы стремились для достижения максимальных значений температуры Кюри T_C обеспечить максимально большую плотность дырок непосредственно в области нахождения ионов Мп [2]. Однако такое пространственное «совмещение» магнитных примесей и носителей заряда приводит (наряду с усилением обмена) к сильному кулоновскому рассеянию на ионах Mn и, соответственно, к низкой подвижности дырок ($\leq 10 \text{ см}^2/(B \cdot c)$ [2]). В этом случае структуры не являются двумерными, поскольку размытие уровней размерного квантования ($\Delta E \approx \hbar / \tau$) превышает энергетический зазор между ними.

В данной работе на примере структур GaAs/In_xGa_{1-x}As/GaAs с удаленным от квантовой ямы (КЯ) δ -слоем атомов Mn и подвижностью дырок в канале, достигающей при 5 К около 3000 см²/(В·с), демонстрируется возможность ферромагнитного (ФМ) упорядочения в 2D III-Mn-V-системах с $T_C \approx 40$ К. Доказательством ФМ-упорядочения является наблюдение максимума в температурных зависимостях сопротивления, а также обнаружение аномального эффекта Холла (АЭХ), величина которого хорошо согласуется с результатами теоретических расчетов для ферромагнитных 2D III-Mn-V-систем [3].

Структуры с $In_xGa_{1-x}As (x = 0.16-0.23)$ КЯ шириной $d \approx 10$ нм в GaAs-матрице созданы методом МОС-гидридной эпитаксии в группе Б.Н. Звонкова (НИФТИ при ННГУ им. Н.И. Лобачевского). КЯ и окружающие ее слои GaAs (буфер, нижний и верхний спейсеры) были выращены при температуре 600 °С, тогда как δ-слой Мп и покровный слой GaAs выращивались при 450 °С. Дельта-слой Мп с концентрацией $N_{Mn} = 0.2-1$ МС, удаленный от КЯ спейсером толщиной ≈ 3 нм, создавался лазерным испарением Мп мишени. Структурные свойства КЯ были подробно изучены рентгеновскими методами, что позволило определить пространственное распределение атомов Мп и показать, что проникновение атомов Mn в KЯ несущественно (полуширина размытия Mn слоя $\approx 2-3$ нм) [4].

Исследования транспортных свойств КЯ были проведены в диапазоне температур 5–100 К и магнитных полях до 12 Тл на мезаструктурах, выполненных в виде двойного холловского креста.



Рис. 1. Температурные зависимости структур с различным содержанием Mn: $N_{\text{Mn}} = 1.2$ MC (кривая *I*); 0.51 MC (2); 0.4 MC (3) и $N_{\text{Mn}} = 0$ MC (4).

На рис. 1 приведены температурные зависимости сопротивления $R_{xx}(T)$ GaAs/In_xGa_{1-x}As/GaAs структур с различным содержанием Mn. Главная особенность приведенных зависимостей $R_{rr}(T)$ – наблюдающиеся для образцов с квазиметаллическим (кривые 2, 3) и активационным (1) типом проводимости максимумы или перегиб (для кривой I) при T = 25-40 K, а также отсутствие подобных особенностей для образца, в котором Mn отсутствует (кривая 4). Рост сопротивления с уменьшением температуры (до $T \approx T_{\rm C}$) и наличие максимума в зависимости $R_{xx}(T)$ обусловлены ферромагнитным переходом и являются общим свойством III-Мп-V-систем [1], включая гетероэпитаксиальные [2]. Важно, что сопротивление структур в нашем случае при температурах ≤100 К практически целиком определяется транспортом дырок по КЯ, причем энергетический спектр дырок является двумерным. Подтверждением этому является наблюдение циклотронного резонанса (ЦР) и осцилляций Шубникова – де Гааза (ШдГ) в структурах с квазиметаллическим типом проводимости (с концентрацией дырок $p = 7 \cdot 10^{11}$ см⁻²) в поле, перпендикулярном плоскости КЯ (рис. 2), и отсутствие этих эффектов в продольной геометрии. Найденная из измерений ЦР эффективная масса дырок $m = 0.134 \cdot m_0$ достаточно мала в сравнении с массой тяжелых дырок и соответствует напряженным GaAs/In_xGa_{1-x}As/GaAs KЯ. Полученная 2D-концентрация дырок по осцилляциям ШдГ совпадает с точностью $\approx 2\%$ с данными измерений эффекта Холла в слабых полях.



Рис. 2. Полевая зависимость пропускания оптического излучения ($\lambda = 74.5$ мкм) для структуры с квазиметаллическим типом проводимости ($p = 7 \cdot 10^{11}$ см⁻²,) при 4 и 10 К. На вставке – осцилляции Шубникова – де Гааза для структуры с той же концентрацией дырок при 5 К.

Для структур с квазиметаллическим типом проводимости ($p \approx 7 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$, $N_{\text{Mn}} \approx 0.5 \text{ MC}$) мы сравнили значения T_{C} , найденные по максимуму зависимости $R_{xx}(T)$, с результатами расчетов температуры Кюри для гетероструктур с косвенным обменным взаимодействием через 2D-дырочный канал и нашли, что экспериментально найденные значения T_{C} совпадают с расчетными с точностью до коэффициента ≤ 2 [4]. Это свидетельствует о существенной роли дырок КЯ в ферромагнитном упорядочении, а также их спиновой поляризации.

Заметим, однако, что недавно была развита другая модель для объяснения спиновой поляризации носителей, находящихся в обычном полупроводнике вблизи слоя, б-легированного магнитными примесями [5]. Эта модель основана на предположении, что центральная часть этого слоя образует собственный (зонный) ФМ, установление ферромагнитного порядка в котором сопровождается появлением квази-2D спин-поляризованных состояний внутри запрещенной зоны полупроводника. Зонный ФМ может взаимодействовать через эти состояния с дырками КЯ, приводя к их спиновой поляризации [5]. Важно подчеркнуть, что оба механизма [4, 5] приводят к спиновой поляризации 2D-дырок. Очевидно также, что относительный вклад этих механизмов может быть выявлен из исследований КЯ с различной толщиной спейсера, которые мы планируем выполнить в дальнейшем.

Тот факт, что в нашем случае дырки поляризованы по спину, подтверждается обнаружением в структурах АЭХ [4]. Найденная в [4] величина проводимости АЭХ $\sigma_{xy}^a = (0.1-0.2)e^2/h$ согласуется с результатами теоретических расчетов для ферромагнитных 2D III-Mn-V-систем [3], в которых предсказывается доминирующая роль собственного (intrinsic) механизма формирования АЭХ, при котором σ_{xy}^{a} не зависит от времени рассеяния

носителей τ . В этих условиях следовало ожидать, что вклад аномальной компоненты эффекта Холла будет тем выше, чем меньше подвижность дырок, поскольку $\sigma_{xy}^a / \sigma_{xy}^n \propto \tau^{-2}$ (σ_{xy}^p – проводимость нормальной компоненты эффекта Холла). Это подтверждается исследованиями АЭХ в образцах с относительно низкой подвижностью дырок: $\mu \approx$ 700 см²/(B·c) при $T \approx$ 30 К (см. рис. 3). Видно, что в этом случае АЭХ четко наблюдается до 100 К. Интересно также, что при $T \leq$ 30 К знак АЭХ изменяется, что объясняется вкладом в АЭХ "skewscattering" механизма, который начинает доминировать в условиях заметного падения подвижности ниже 30 К.

Работа выполнена при поддержке грантов РФФИ (08-02-00719, 09-07-00290, 09-02-00579).



Рис. 3. Полевые зависимости аномальной компоненты эффекта Холла для структуры с $N_{Mn} = 0.3$ MC (x = 0.16) при 77 и 100 К. На вставке – температурная зависимость АЭХ при 3 Тл.

1. Jungwirth, T. Theory of ferromagnetic (III,Mn)V semiconductors / T. Jungwirth, J. Sinova, J. Masek, J. Kucera, A.H. MacDonald // Rev. Mod. Phys. 2006. V. 78, № 3. P. 809–864.

2. *Nazmul, A.M.* High Temperature Ferromagnetism in GaAs-Based Heterostructures with Mn δ Doping / A.M. Nazmul, T. Amemiya, Y. Shuto, S. Sugahara, and M.Tanaka // Phys. Rev. Lett. 2005. V. 95. P. 017201–017204.

3. *Liu, S.Y.* Kinetic-equation approach to the anomalous Hall effect in a diffusive Rashba two-dimensional electron system with magnetization / S.Y. Liu and X.L. Lei // Phys. Rev. B. 2005. V. 72. P. 195329–195336.

4. Панков, М.А. Ферромагнитный переход в структурах GaAs/Mn/GaAs/In_xGa_{1-x}As/GaAs с двумерным дырочным газом / М.А. Панков, Б.А. Аронзон, В.В. Рыльков, А.Б. Давыдов, Е.З. Мейлихов, Р.М. Фарзетдинова, Э.М. Пашаев, М.А. Чуев, И.А. Субботин, И.А. Лихачев, Б.Н. Звонков, А.В. Лашкул, Р. Лайхо // ЖЭТФ. 2009. Т. 136, вып. 2. С. 346–355.

5. *Men'shov V.N.* Spin ordering in semiconductor heterostructures with ferromagnetic δ layers / V.N. Men'shov, V.V. Tugushev, S. Caprara, P.M. Echenique, and E.V. Chulkov // Phys. Rev. B. 2009. V. 80. P. 035315–035329.

Мессбауэровская спектроскопия магнитных наноструктур

В.Г. Семенов, В.В. Панчук

Санкт-Петербургский государственный университет, Университетский пр. 26, Санкт-Петербург. e-mail: val sem@mail.ru

Магнитные свойства наноструктур проявляют большое разнообразие и значительно отличаются от массивного материала. Основной вклад в этом случае вносят размерные эффекты, поверхность, образующие наноструктуру кластеры, межкластерные взаимодействия или взаимодействия кластеров с матрицей и межкластерная организация. К числу наиболее характерных и впечатляющих свойств нанокластеров следует отнести прежде всего суперпарамагнетизм, который проявляется при размерах магнитных кластеров 1-10 нм, магнитную однодоменность [1]. В настоящее время системы, содержащие однодоменные наночастицы, являются объектом интенсивных исследований благодаря широким перспективам их применения в магнитных и магнитооптических устройствах обработки информации, феррожидкостях, в биологии, в качестве катализаторов за счет их высокой каталитической активности. Среди методов железосодержаших исследования магнитных свойств наночастии одним из наиболее информативных является мессбауэровская спектроскопия. В отличие от магнитных измерений, мессбауэровская спектроскопия может выявить магнитную динамику наночастиц в частотном диапазоне $10^{7}-10^{10}$ с⁻¹, характерных для мессбауэровского «окна» [2].

В работе рассматривается само явление суперпарамагнетизма, основные физические факторы, влияющие на суперпарамагнитные свойства наночастиц, такие как: распределение частиц по размерам; суммарная магнитная анизотропия, которая включает в себя магнитокристаллическую анизотропию и анизотропию формы, температурная флуктуация суммарного магнитного момента частицы; обменное дипольное взаимодействие между частицами. Проводится анализ математических моделей, в рамках которых осуществляется обработка экспериментальных спектров для извлечения количественной информации и физических характеристик изучаемых систем. Особое внимание уделено методическим особенностям мессбауэровской спектроскопии для исследования суперпарамагнитной релаксации.

Возможности мессбауэровской спектроскопии при исследовании суперпарамагнетиза продемонстрированы на примере результатов анализа различных магнитных наносистем: композиты наночастиц магнетита (Fe₃O₄), ферригидрита (Fe₅HO₈*4H₂O) в полисорбе, с различными диаметрами пор, в аморфных и кристаллических оксидах и гидроксидах железа.

Как правило, форма экспериментальных мессбауэровских спектров низкоразмерных объектов сильно усложняется. Причинами этого могут быть либо суперпозиция статического набора сверхтонких структур, обусловленная различием в локальном окружении резонансных атомов (рис. 1), либо влияние различного рода динамических процессов (например, диффузия, парамагнитная, спин-спиновая, спин-решеточная релаксации и т.п. – (рис. 2).



Рис. 1. Распределение статических сверхтонких полей $H_{3\varphi\varphi}(a)$, соответствующие им формы модельных мессбауэровских спектров (δ).



Рис. 2. Модельные спектры ЯГР, рассчитанные для случая кубической магнитной анизотропии, ω – частота релаксации магнитного момента, приведена в единицах 10^9 c^{-1} .

Анализ таких спектров не может дать однозначного ответа, что привело к усложнению спектра (статический набор состояний или динамика сверхтонких взаимодействий). Фактически мы здесь имеем дело с эргодической гипотезой Гиббса, в которой говорится, что усреднение по ансамблю не отличимо от усреднения по времени. Возникает проблема: что нужно сделать, чтобы различать причины искажений спектров, а следовательно, и проводить корректную математическую обработку экспериментальных мессбауэровских спектров. Эти трудности можно преодолеть, используя метод селективно-индуцированного двойного эффекта Мессбауэра (СЭДМ) [3]. Этот метод основан на принципе комбинационного рассеяния мессбауэровского излучения, когда сначала селективно возбуждается один из подуровней сверхтонкой структуры ядра, а затем происходит энергетический анализ рассеянного исследуемым образцом излучения с помощью резонансного фильтра-анализатора. Измеренный в этом случае спектр несет информацию о процессах, происходящих в твердом теле за время жизни ядра. Если ядро за это время успевает обменяться энергией с окружающей средой, то энергия переизлученного кванта будет отличаться от энергии гамма-кванта, возбуждающего ядро. Диапазон времен релаксации т_R, которые можно исследовать, находится в области среднего времени жизни ядра в возбужденном состоянии τ (для Fe⁵⁷ τ составляет 10⁻⁸ с). Для нас наиболее важным проявлением динамических сверхтонких взаимодействий (СТВ) является суперпарамагнитная релаксация, так как она наиболее ярко должна проявляться в оксидных пленках и порошках, имеющих широкое практическое применение в качестве магнитных носителей информации.

Кроме методики комбинационного рассеяния мессбауэровского излучения, которая, несмотря на её экспериментальную сложность и длительность проведения измерений, позволяет получать однозначный ответ на наличие динамики СТВ в диапазоне времен, соизмеримых со временем жизни мессбауэровского ядра в возбужденном состоянии, существуют и альтернативные подходы для исследования динамики СТВ.

Один из них заключается в том, что к измеряемому образцу прикладывается постоянное магнитное поле величиной, не превышающей несколько сот эрстед. Действие такого поля приводит к тому, что возникающее поле магнитной анизотропии взаимодействует с магнитными моментами суперпарамагнитных частиц и затормаживает их динамику. В результате, зная величину приложенного поля и характер изменения СТС, можно рассчитать скорость релаксации анализируемых частиц. Если динамика СТВ отсутствует, а уширение спектральных линий вызвано статическим распределением СТС, то наложение такого слабого поля не приведет к трансформации формы экспериментального спектра. Второй альтернативный подход основан на том, что необходимо провести серию измерений одного и того же образца при различных температурах. Понижение температуры образца будет приводить к замедлению динамических эффектов, что немедленно скажется на форме спектральных линий. Будет наблюдаться резкое сужение линий и повышения разрешения СТС. При статическом наборе СТС такого резкого сужения линий не будет. Правда, такой подход может привести к неправильным выводам, если в варьируемом диапазоне температур существуют структурные или магнитные фазовые переходы, которые также могут привести к кардинальным изменениям формы экспериментального спектра.

В работе представлены результаты экспериментальных исследований магнитных свойств алюмозамещенных гетитов (Al_xFe_(1-x)OOH) с помощью методики комбинационного рассеяния мессбауэровского излучения от тонких пленок. Степень замещения х варьировалась от 2 мол. % до 8 мол. %. При этом изменение температуры измерений варьировалось от комнатной до температуры, при которой пропадала магнитная сверхтонкая структура. Такой подход означал, что если в образцах есть суперпарамагнитная релаксация, то мы проводим измерения в наиболее информативном температурном диапазоне (в окрестности температуры блокировки), где влияние динамических эффектов максимально. Показано, что форма мессбауэровских спектров всех образцов определяется не динамическими эффектами флуктуации коллективных магнитных моментов в малых частицах, а статическим набором эффективных магнитных полей, флуктуация величин которых обусловлена различием в локальном окружении атомов железа. Получены зависимости распределения сверхтонких магнитных полей на ядрах атомов железа.

Приводятся результаты экспериментальных исследований наночастиц магнетита и гетита, как помещенных в полимерные матрицы, так и свободных.

1. Суздалев, И.П. Нанотехнология: физико-химия нанокластеров, наноструктур и наноматериалов. М.: Ком. книга, 2006. 592 с.

2. Чуев, М.А. Особенности формирования сверхтонкой структуры при наличии вращательных движений в магнитных наноматериалах и жидкостях / М.А. Чуев, Н.П. Аксенова, П.Г. Медведев // Известия РАН, Серия физическая. 2007. Т. 71. № 9. С. 1238–1241.

3. Semenov, V.G. Highly sensitive Mossbauer spectrometer for SEDM and RSMR investigations / V.G. Semenov, S.M. Irkaev., Yu.N Maltsev // Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res. 1995. V. B. 95. P. 253–259.

Минимизация влияния загрязнений в SEMPA

С.А. Гусев¹, М.Н. Дроздов¹, В.Н. Петров², <u>Е.В. Скороходов¹</u>

¹Институт физики микроструктур РАН, ГСП-105, Нижний Новгород.

²Санкт-Петербургский государственный политехнический университет, ул. Политехническая 29,

Санкт-Петербург.

Сканирующая электронная микроскопия (SEM) с анализом спиновой поляризации (SEMPA) является одним из самых лучших по информативности и разрешающей способности методом исследования магнитной структуры поверхности твердых тел. Физической основой SEMPA служит тот факт, что вторичные электроны (ВЭ), испускаемые магнитным образцом, обладают спиновой поляризацией, которая связана со спиновой плотностью в материале. В свою очередь спиновая плотность задается распределением намагниченности в образце. Поэтому, измеряя спиновую поляризацию вторичных электронов, можно получить информацию о намагниченности исследуемого образца [1].

В качестве анализатора спинового состояния вторичных электронов использован классический детектор Мотта оригинальной конструкции [2], адаптированный для использования его в серийном электронном микроскопе SUPRA 50VP. Принцип работы анализатора основан на том, что электроны с противоположными направлениями спинов, падающие на поверхность твердого тела, по-разному рассеиваются из-за спин-орбитального взаимодействия с атомами мишени. Асимметрия рассеяния по спину ведет к пространственной асимметрии, т.е. к зависимости количества электронов обратно рассеиваемых в данном угловом направлении, от исходной ориентации спина к поверхности мишени анализатора, что может быть зафиксировано детекторами. Анализатор содержит две пары детекторов (четыре канала), сориентированных таким образом, что возможно одновременное измерение спиновой поляризации в плоскости поверхности образца, и в перпендикулярном ей направлении, т.е. можно получать трехмерную картину распределения намагниченности.

Наличие хорошего вакуума является необходимым условием для реализации SEMPA. Это связано с тем, что остаточные газы адсорбируются на поверхности исследуемого тела, что ведет к образованию пленки загрязнения, которая, в свою очередь, ведет к спиновой деполяризации вторичных электронов и, следовательно, к уменьшению или исчезновению магнитного контраста. Поэтому подготовка поверхности исследуемого образца имеет решающее значение. Кроме того, при получении изображения, под действием пучка первичных электронов также образуется пленка загрязнения. Причиной этого является диффузия молекул загрязнителя под действием химического, электрического и температурного градиентов в область, откуда получается изображение [3].

С целью уменьшения скорости образования пленки загрязнения на поверхности исследуемых

в электронном микроскопе образцов были проведены экспериментальные исследования по получению более чистой поверхности магнитных наноструктур и более высокого вакуума в рабочей камере микроскопа (с минимальным содержанием паров углеводородов). Для этого на поверхность магнитных наноструктур, сформированных методом электронной литографии, с помощью магнетронного напыления наносился слой железа толщиной порядка одного нанометра. Железо является материалом, который обладает наибольшей величиной спиновой поляризации вторичных электронов, и его напыление является известной процедурой при SEMPA измерениях на загрязненных поверхностях[1]. Затем в этом же цикле на слой Fe напылялся тонкий (1 нм) слой тяжелого металла (Au или Pt). Это делалось, во-первых, для того чтобы предотвратить возможное окисление железа в дальнейших процедурах. Во-вторых, это может способствовать улучшению контраста SEMPA изображений, т.к. есть экспериментальные данные о механизме усиления поляризации пучка вторичных электронов при прохождении через сверхтонкие слои. что связано с дополнительным спин-орбитальным взаимодействием электронов на атомах тяжелых материалов [4]. Непосредственно перед получением SEMPA изображений проводилась очистка поверхности образца и рабочей камеры микроскопа с помощью "мягкой" кислородной генератора плазмы Evactron25. Использование плазменной пушки позволяет очистить поверхность образца от углеводородных загрязнений. На рис. 1 показаны снимки поверхности, по которой происходило сканирование электронным пучком в течение полутора часов при увеличении в сорок тысяч (а) и поверхности после очистки с помощью кислородной плазмы (б). Представленные снимки демонстрируют эффективность данной обработки. Кроме того, данная процедура позволила повысить вакуум с 10^{-6} mbar до $3*10^{-7}$ mbar, что позволяет уменьшить скорость образования полимерной пленки под действием первичного пучка.



Рис. 1. SEM изображения загрязненной поверхности (*a*) и после очистки в кислородной плазме (б)

Методом вторичной ионной масс-спектроскопии изучался химический состав поверхности образцов после исследований в электронном микроскопе. На рис. 2 представлены зависимости интенсивностей пиков углерода, водорода и золота от времени травления в ВИМСе, полученные после исследований в электронном микроскопе. Из полученных данных видно, что, несмотря на все предпринятые меры, на образце присутствуют углеводородные загрязнения. Кроме того, элементный анализ на ВИМСе показал наличие окисла железа, что может существенно уменьшить спиновую поляризацию вторичных электронов. Появление окислов железа связано с технологией его нанесения на поверхность наноструктур.

В результате действий, направленных на подготовку поверхности образца перед получением SEMPA-изображением, было уменьшено воздействие полимерных загрязнений, но полностью исключить его не удалось. Также остается проблема с чистотой магнитных материалов.

Работа проводилась при поддержке гранта РФФИ 08-02-00969-а.



Рис. 2. Зависимости интенсивностей пиков золота (кривая *1*), углерода (кривая *2*) и водорода (кривая *3*) от времени травления в ВИМСе.

1. Allenspach R. // JMMM, 129, 160 (1994).

2. Petrov V.N., Grebenshikov V.V., Grachev B.D., Kamochkin A.S. // Rev. Sci. Instrum., **74(3)**, 1278 (2003).

3. Основы аналитической электронной микроскопии, под редакцией Дж.Дж. Грена и Дж. Голдштейна. М.: Металлургия, 1990.

4. *Устинов Б.А., Петров В.Н.* // Научно-технические ведомости СПбГПУ (Физико-математические науки). 2009. С. 10–16.

Ионно-лучевое конструирование многослойных наноструктур Co/TiO₂ с объемными свойствами парциальных слоев

А.И. Стогний¹, М.В. Пашкевич¹, Н.Н. Новицкий¹, А.В. Беспалов², F. Fettar³

¹ Научно-практический центр НАН Беларуси по материаловедению, 220072 Минск, Беларусь.

² Московский государственный институт радиотехники, электроники и автоматики, 119454 Москва.

³ Institut NEEL, CNRS & Université Joseph Fourier BP166 F-38042 Grenoble Cedex 9, France.

e-mail: stognij@ifttp.bas-net.by

Создание материалов с новыми характеристиками в контролируемом диапазоне толщин является фундаментальной задачей физики и технологии слоистых наноразмерных систем. В многослойной наноразмерной структуре Co/TiO₂ было обнаружено появление резонансного максимума эффекта Фарадея и показана его зависимость от количества пар слоев [1]. В [2] в многослойной структуре в виде пленок TiO₂, разделенных слоями Со, сформированной на подложке GaAs, был обнаружен при комнатной температуре эффект гигантского инжекционного магнитосопротивления. При проведении анализа свойств указанных наноразмерных структур, как правило, использовались справочные данные для материалов в их объемном состоянии, хотя экспериментальные исследования по проверке этого соответствия и оптимизации толщин отдельных слоев проведены не были. Доклад является продолжением работы [3], где были проанализированы условия зарождения пленок Со и их переход к объемным свойствам по мере роста толщины в оптимизированных условиях ионно-лучевого распыления. Было показано, что пленки Со толщиной более 1,2 нм являются сплошными и характеризуются магнитным моментом насыщения 1,35 µ_в/Со или 0,8µ_s $(\mu_{\rm S} = 1,7 \ \mu_{\rm B}/{\rm Co} - {\rm магнитный} {\rm момент}$ насыщения Со для массивного Со), а при толщине более 2 нм они обладают структурными, электрическими и магнитными свойствами, близкими к значениям в массивном состоянии.

В докладе проанализированы условия формирования отдельных пленок Со и TiO₂ толщиной до 10 нм, и их многослойных комбинаций Co/TiO₂ суммарной толщиной до 100 нм, в которых парциальные слои обладают минимальной толщиной, но по физическим свойствам близки к своим объемным аналогам.

Установлено, что оптические свойства пленок TiO_2 существенно изменяются в диапазоне толщин 2...10 нм. Пленки TiO_2 толщиной более 6 нм не содержат на спектрах пропускания характерные для монокристаллов диоксида титана особенности в виде максимумов в области 380 нм при общей прозрачности слоев менее 80 %. Спектры пропускания слоев толщиной 2; 4 и 6 нм характеризуются прозрачностью более 90 % и обладают особенностями в коротковолновой области спектра в виде локального максимума. Особенно важным является, что спектры пропускания, особенно слоев толщиной в 2 и 4 нм, могут быть сопоставлены со спектром пропускания анатазной фазы

 TiO_2 . Это послужило основанием для того, чтобы считать, что пленки TiO_2 толщиной до 6 нм являются близкими к фазе анатаза. Более того, представленные данные позволили ограничить поиск оптимальных толщин парциальных многослойных структур Co/TiO₂ максимальными толщинами для Co и TiO₂ в 6 нм.

Спектры пропускания многослойных пленочнаноструктур [Co(2 нм)/TiO₂(4 HM)]15, ных [Co(2 нм)/TiO₂(2 нм)]₁₅ и [Co(4 нм)/TiO₂(4 нм)]₁₂ характеризовались прозрачностью более 7; 0,7 и 0,05% соответственно. Сравнение спектров пропускания отдельных пленок TiO₂ со спектрами пропускания многослойных структур Со и TiO₂ показало, что при приблизительно равной прозрачности парциальных слоев TiO₂ толщиной в 2 и 4 нм, тем не менее, многослойная структура [Co(2 нм)/TiO₂(2 нм)]₁₅ характеризуется существенно меньшей прозрачностью, чем [Co(2 нм)/TiO₂(4 нм)]₁₅. Отметим особо: вторая структура была толще и прозрачней, поэтому аддитивность свойств, характерная для линейных систем, отсутствовала.

Для структур с толщиной слоев как Со, так и TiO₂ менее чем в 2 нм системный анализ свойств проведен не был, т.к. не удалось воспроизводимо разделять области собственно слоев и их интерфейсных границ. Причинами могли быть процессы перемешивания, стимулированные при осаждении распыленных атомов, среди которых достаточное количество обладало высокой энергией. Ранее было показано, что в рассматриваемых экспериментальных условиях длина торможения отдельных атомов Со после осаждения может достигать 1 нм и быть сравнимой со средней толщиной формируемых слоев до 2 нм [4]. Оценки средних длин пробега для атомов Ti и O в слое Co при осаждении, сделанные при помощи программы SRIM-2008 (http://www.srim.org/), свидетельствуют также в пользу вывода о перемешивании в процессе торможения быстрых адатомов. Анализ поперечных сечений структур с толщиной парциальных слоев от 2 до 4 нм показывает, что слои Со и TiO₂ являются сплошными, а интерфейсные границы являются резкими и плоскопараллельными. Более того, в пользу формирования резких границ у парциальных слоев толщиной 2 нм и более свидетельствуют результаты послойного элементного анализа на основе метода оже-спектроскопии. При этом учитывался тот факт, что глубина выхода оже-электронов достигает 1-2 нм, существенно ограничивая возможности разделения тонких слоев, а на границах слоев имеют место

процессы динамического перемешивания при послойном распылении. Однако были получены хорошо различимые по глубине оже-профили распределения элементов указанных структур с периодическим совпадением максимумов сигналов от кобальта с минимумами сигналов от титана и кислорода. Характерный оже-профиль распределения элементов по глубине для пленочной гетероструктуры [Co(6 нм)/TiO₂(2 нм)]₁₂, ограниченный первыми тремя парами слоев и поверхностным переходным слоем, приведен на рисунке. Рисунок показывает, что области сосредоточения О и Ті совмещены друг с другом, а отношение концентраций близко к требуемому стехиометрическому. Это в первом приближении позволяет считать, что отсутствует химическое взаимодействие и формирование связей типа Со-О и Со-Ті-О в области интерфейсов. Последний вывод также полтверждается результатами работы [4]. где было показано, что в слоистой структуре CoO/Ti на интерфейсе происходит самопроизвольная твердотельная реакция с образованием металлического Со и ТіО₂.



Анализ морфологии поверхности методом ACM показал, что только поверхности структур $[Co(2 \text{ нм})/TiO_2(2 \text{ нм})]_{15}$, $[Co(2 \text{ нм})/TiO_2(4 \text{ нм})]_{15}$ и $[Co(4 \text{ нм})/TiO_2(4 \text{ нм})]_{12}$ являются сплошными со среднеквадратичной шероховатостью менее 1 нм. Среднеквадратичная шероховатость многослойных структур $[Co(4 \text{ нм})/TiO_2(2 \text{ нм})]_{15}$ и $[Co(6 \text{ нм})/TiO_2(2 \text{ нм})]_{12}$ находилась в диапазоне от 1 до 2 нм. Поверхности этих структур содержали конечное число дефектов в виде проколов, плотность которых достигала 5 \cdot 10⁷ см⁻².

Многослойная структура [Co(2 нм)/TiO₂(4 нм)]₁₅, которая характеризовалась четкими плоскопараллельными интерфейсами и максимальным коэффициентом пропускания, имела наибольшие значения поверхностного сопротивления $\rho_{S} \sim 40$ Ом/квадрат. Структуры [Co(2 нм)/TiO₂(2 нм)]₁₅, [Co(4 нм)/TiO₂(4 нм)]₁₂ имели только 12 и 10 Ом/квадрат, а [Co(6 нм)/TiO₂(2 нм)]₁₅ и [Co(4 нм)/TiO₂(2 нм)]₁₅ и [Co(4 нм)/TiO₂(2 нм)]₁₅ и 5 Ом/квадрат соответственно.

Петли намагничивания многослойных структур [Co(2 нм)/TiO₂(4 нм)]₁₅ и [Co(2 нм)/TiO₂(2 нм)]₁₅ при комнатной температуре показывают, что магнитный момент насыщения составляет ~ 1 μ_B /Со. Это значение меньше, чем для пленок Со, формируемых в аналогичных условиях [3], однако почти в два раза большая коэрцитивность (до 50 Э) свидетельствует о более сложном характере обменносвязанных взаимодействий в слоистых структурах. Величина магнитного момента насыщения данных многослойных структур была сравнима со значениями, приведенными для структур Со/TiO₂, полученных методами электронно-лучевого испарения и молекулярно-лучевой эпитаксии [5].

Вольт-амперные характеристики, полученные по стандартной двухзондовой методике, показывают, что величина потенциального барьера около 0,4 эВ наблюдается только в случае наиболее совершенной по всей совокупности оптических и структурных свойств многослойной структуре $[Co(2 \text{ нм})/\text{Ti}O_2(4 \text{ нм})]_{15}$, сформированной на подложке Si (100) *n*-типа проводимости с удельным сопротивлением 4,5·Ом см. Значение 0,4 эВ сравнимо с величиной потенциального барьера для структуры Co/GaAs, в которой наблюдалась эффективная спиновая инжекция в немагнитный полупроводник при комнатной температуре [6].

Приведенные результаты показывают, что получение сплошных многослойных пленочных структур Co/TiO₂ с четкими плоскопараллельными интерфейсами связано с особенностями метода ионно-лучевого распыления при благоприятном факторе формирования стехиометрического диоксида титана на поверхности металлического кобальта. Парциальные слои Со толщиной более 2 нм характеризуются плотностью, магнитными и структурными свойствами, близкими к массивному материалу. Пленки TiO₂ (толщиной до 6 нм) обладают оптическими свойствами (коэффициентом пропускания и шириной запрещенной зоны), близкими анатазу. Многослойные пленочные [Co(2 нм)/ТiO₂(2 нм)]₁₅, наноструктуры [Co(2 нм)/TiO₂(4 нм)]₁₅ и [Co(4 нм)/TiO₂(4 нм)]₁₂ обладают практически востребованными свойствами для объектов магнитооптики и спинтроники. Анализ экспериментальных результатов и моделирование протекающих в них процессов возможны на основе табличных данных для кобальта и диоксида титана.

1. Дынник Ю.А., Эдельман И.С., Морозова Т.П. и др. // Письма в ЖЭТФ. 1997. Т. 65, вып. 7. С. 531–534.

2. Луцев Л.В., Стогний А.И., Новицкий Н.Н. // Письма в ЖЭТФ. 2005. Т. 81, вып 10. С. 636–641.

3. Стогний А.И., Пашкевич М.В., Новицкий Н.Н. и др. // Неорганические материалы. 2009. Т. 45, № 11. С. 1323–1329.

4. Поляков В.В., Полякова К.П., Середкин В.А., Жарков С.М. // ФТТ. 2009. Т. 51, вып. 9. С. 1757–1760.

5. Chai J.W. et al. // APL. 2005. V. 86. P. 222505.

6. *Trypiniotis T., Tse D.H.Y., Steinmuller S.J. et al. //* IEEE Transactions on magnetics. 2007. V. 43. P. 2872.

Невзаимность отражения неполяризованных нейтронов системой трех ферромагнитных зеркал с некомпланарной намагниченностью

Д.А. Татарский, О.Г. Удалов, А.А. Фраерман

Институт физики микроструктур РАН, 603905, ГСП-105, Нижний Новгород. e-mail: udalov@ipm.sci-nnov.ru

Сечение рассеяния частиц в магнитном поле $\rho(\mathbf{k}, \mathbf{k}', \mathbf{B})$ удовлетворяет следующему соотношению (так называемая теорема взаимности [1]):

 $\rho(\mathbf{k}, \mathbf{k}', \mathbf{B}) = \rho(-\mathbf{k}', -\mathbf{k}, -\mathbf{B}),$ (1) где **k** и **k**' – волновые векторы падающей и рассеянной волн, **B** – магнитное поле в системе. При этом рассеяние называют невзаимным, если выполняется соотношение

$$\rho(\mathbf{k}, \mathbf{k}', \mathbf{B}) \neq \rho(-\mathbf{k}', -\mathbf{k}, \mathbf{B}).$$
(2)

Из (1) следует, что рассеяние может быть невзаимным только при наличии внешнего поля или спонтанного магнитного момента в системе. Подобные эффекты хорошо известны в оптике. Например, невзаимный элемент Фарадея, состоящий из двух поляризаторов и вращателя поляризации [2]. В данной работе было продемонстрировано, что отражение неполяризованных нейтронных пучков в системе трех ферромагнитных зеркал может быть невзаимным, если смешанное произведение магнитных индукций трёх однородно намагниченных зеркал не равно нулю.

Рассмотрим три ферромагнитных зеркала (рис. 1). В дальнейшем прямым пучком будем называть пучок, отразившийся от зеркал слева направо (как показано на рис. 1), а обратным пучком – отразившийся соответственно справа налево. Пусть зеркала отражают пучок независимо друг от друга. Для холодных нейтронов справедливо оптическое приближение [3]. В этом случае отражение каждым зеркалом будет определяться следующей матрицей отражения:

$$M = \begin{pmatrix} \frac{1-b_{-}}{1+b_{-}} & 0\\ 0 & \frac{1-b_{+}}{1+b_{+}} \end{pmatrix}, \quad (3)$$

где $b_{\pm} = \sqrt{1 + 2m \frac{-V_{s_{\pm}} \pm \mu_n B}{k^2 \hbar^2 \sin^2 \phi}}$, m – масса нейтрона,

 μ_n — магнитный момент нейтрона, k — волновое число нейтрона, B — величина индукции магнитного поля внутри зеркала и φ — угол скольжения пучка падающих нейтронов, V_{sn} — ядерный потенциал, не зависящий от спина. Оператор M связывает амплитуду отраженной волны с амплитудой падающей. В (3) предполагается, что ось квантования спина сонаправлена с намагниченностью текущего зеркала. Оператор $\Theta_+ = M_3 R_{32} M_2 R_{21} M_1$ связывает амплитуды волновых функций прямого пучка, и пучка, падающего на эту систему. Так как угол падения и материалы для различных зеркал могут отличаться, то различаются и операторы динат R_{ii} , осуществляющий переход из системы координат, связанной с зеркалом *i*, в систему координат, связанную с зеркалом *j* имеет вид

$$R_{ij} = \exp(i(\vec{\sigma} \cdot \mathbf{n}_{ij})\boldsymbol{\varphi}_{ij}/2), \qquad (4)$$

где \mathbf{n}_{ij} – единичный вектор, который задает направление, вокруг которого необходимо осуществить вращение, ϕ_{ij} – угол поворота, $\hat{\sigma}$ – векторстолбец матриц Паули.



Рис. 1. Отражение пучка нейтронов тремя магнитными зеркалами

Чтобы найти интенсивность отраженного пучка, необходимо взять половину следа матрицы

$$I_{+} = Ir \left[M_{+}^{+} M_{+}^{+} \right] / 2,$$
или в явном виде
$$I_{+} = Tr \left[M_{1}^{+} R_{12} M_{2}^{+} R_{23} M_{3}^{+} M_{3} R_{32} M_{2} R_{21} M_{1} \right] / 2.$$
(5)

Рассмотрим, как изменится оператор θ_{+} , если сменить направление магнитных полей на противоположные. Замена $\mathbf{B} \to -\mathbf{B}$ эквивалентна замене $b_+ \rightarrow b_-$ и $b_- \rightarrow b_+$ в формуле (3), что осуществляется преобразованием $M \to \sigma_x M \sigma_x$. Используя последнее применительно к (5), легко убедиться, что изменение знака В эквивалентно замене $R_{ij} \rightarrow \sigma_{x} R_{ij} \sigma_{x}$. Для первого поворота это условие коммутации с о, всегда может быть выполнено, т.к. можно выбрать спиновую систему координат произвольным образом. Если второй поворот также коммутирует с σ_x – это означает, что оба поворота осуществляются вокруг одной оси. Следовательно, вектора магнитной индукции лежат в одной плоскости и не обладают некомпланарным распределением поля. Таким образом, в случае компланарного распределения магнитного поля замена $\mathbf{B} \rightarrow -\mathbf{B}$ не меняет интенсивности (5).

С другой стороны, интенсивность обратного пучка определяется выражением

$$I_{-} = Tr \left[M_{1} R_{12} M_{2} R_{23} M_{3} M_{3}^{\dagger} R_{32} M_{2}^{\dagger} R_{21} M_{1}^{\dagger} \right] / 2.$$
(6)

Сравнивая (5) и (6), видим, что $I_+ = I_-$, если выполняется равенство

$$M_2^+ = M_2$$
. (7)

Здесь использовано также следующее свойст-

М. Оператор вращения спиновой системы коор-

угол скольжения пучка нейтронов вдоль 2-го зеркала больше 2-го критического угла полного внешнего отражения. Таким образом, независимо от того, является ли распределение магнитной индукции компланарным или нет, отражение всегда будет взаимным, если угол скольжения больше 2-го критического. И, соответственно, отражение будет невзаимным, только если распределение индукции некомпланарно и угол скольжения меньше 2-го критического. Отражение нейтронов будет взаимным, также если одновременно

$$M_{j}M_{j}^{+}=1$$
 и $M_{i}M_{i}^{+}=1$ $(i \neq j).$ (8)

Это соответствует случаю, когда углы скольжения при падении на два любых зеркала меньше 1-го критического угла, при этом, очевидно, система трех зеркал сводится к системе двух зеркал.



Рис. 2. Поляризации пучков при отражении в случае прямого (*a*) и обратного пучков (*б*). $\mathbf{s_1}$ и $\mathbf{s_3}$ – поляризации после отражения от 1-го (для прямого пучка) и 3-го (для обратного пучка) зеркал. $\mathbf{s_{21}}$ и $\mathbf{s_{23}}$ – поляризации соответствующих пучков после отражения на 2-м зеркале. 2-е зеркало осуществляет поворот поляризации пучка на угол β . Видно, что $\mathbf{s_{21}}\uparrow\mathbf{B_3}$ и прямой пучок полностью отразиться на 3-м зеркале. Для обратного пучка $\mathbf{s_{23}}\downarrow\mathbf{B_1}$, и он не отразится от 1-го зеркала.

Чтобы понять механизм возникновения невзаимности, рассмотрим систему из двух идеальных поляризаторов, стоящих на месте 1 и 3-го зеркал и вращателя поляризации на месте 2-го (рис. 2). При этом поставим поляризаторы под углом 45° относительно плоскости вращателя. Положим, что вращатель поворачивает поляризацию на 90° (рис. 2).

Действительно, если рассмотреть выражение (3) для матрицы отражения, то можно увидеть, что при углах скольжения $\phi_{\text{kp1}} < \phi < \phi_{\text{kp2}}$ и $\phi < \phi_{\text{kp1}}$ ее можно представить в виде

$$M_{2} = e^{i\frac{\beta}{2}} \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & \frac{1-b_{+}}{1+b_{+}} \end{pmatrix} R_{z}(\beta), \qquad (9)$$

$$M_{2} = e^{i^{(\beta-\eta)/2}} \begin{pmatrix} 1 & 0\\ 0 & 1 \end{pmatrix} \mathcal{R}_{z} \left(\beta+\eta\right), \qquad (10)$$

очевидно, что оператор R_z осуществляет поворот поляризации пучка, при этом углы поворота определяются как $e^{i\beta} = \frac{1-b_-}{1+b_-}$ и $e^{-i\eta} = \frac{1-b_+}{1+b_+}$.

Были проведены расчеты для реальной системы, состоящей из двух Fe_xCo_{1-x} -зеркал, играющих роль поляризаторов, и Fe-зеркала в роли вращателя поляризации. Углы скольжения на крайние зеркала-поляризаторы $\varphi = 0,45^\circ$, угол между зеркалами $\theta = 0,70^\circ$, диапазон длин волн пучка холодных нейтронов $\lambda = 4,0.5,0$ Å. Невзаимность в такой системе достигла 4,5% при коэффициенте отражения 0,3 (рис. 3).



Рис. 3. Коэффициенты отражения прямого (*a*, сплошная линия) и обратного (*a*, пунктирная линия) пучков. Относительная невзаимность (*б*).

В работе было показано, что отражение неполяризованных нейтронов в системе трех ферромагнитных зеркал может быть невзаимным. Для этого необходимо выполнение двух условий: некомпланарной намагниченности зеркал и полного внешнего отражения нейтронов на центральном зеркале.

1. Ландау Л.Д., Лифииц Е.М. Теоретическая физика. Т. 3. М.: Наука, 1963.

2. Мандельштам Л.И. Лекции по оптике, теории относительности и квантовой механике. М.: Наука, 1972.

3. Гуревич И.И., Тарасов Л.В. Физика нейтронов низких энергий. М.: Наука, 1965.
Влияние конечных размеров и формы на кинетику перемагничивания пермаллоя в гетероструктурах FeNi/Nb

Л.С. Успенская, С.В. Егоров

Институт физики твердого тела РАН, ул. Институтская, 2, Черноголовка, 142432, Московская обл. e-mail: uspenska@issp.ac.ru

В последние годы большое внимание уделяется исследованию свойств искусственных гетероструктур, состоящих из нанослоев мягкийжесткий ферромагнетик, мягкий ферромагнетиксверхпроводник, в которых магнитомягкий слой, т. е. перемагничиваемый слабыми магнитными полями, является слоем, управляющим проводящими свойствами гетероструктуры. Однако граничные условия могут значительно влиять на магнитные свойства магнитомягкого слоя. Данная работа посвящена исследованию кинетики перемагничивания двухслойных структур пермаллой – ниобий, имеющих форму полосок, дисков и колец, с варьирующимися размерами от 200 до 10 мкм.

Эксперименты выполнялись с прямым наблюдением процессов перемагничивания и формирующейся доменной структуры, осуществлявшимися методом магнитооптической визуализации с помощью индикаторных пленок [1].

Методом взрывной фотолитографии была изготовлена серия образцов, представляющих собой двухслойные (ниобий-пермаллой) структуры различной геометрии. На кремниевой подложке, размером 5×10 мм прямоугольной формы, с помощью фотолитографии формировалась органическая маска из фоторезиста с открытыми областями, повторяющими геометрию будущей структуры (двуслойки). В процессе фотолитографии маска выравнивалась вдоль одного из краев подложки, что позволяло точно сориентировать структуру в процессе напыления. Металлические пленки ниобия и пермаллоя напылялись в едином вакуумном цикле методами магнетронного и высокочастотного католного осаждения соответственно при остаточном вакууме не хуже 2×10⁻⁶ мБар и давлении аргона во время осаждения 10⁻² мБар. Для формирования оси легкого намагничивания пермаллоя во время напыления подложка закреплялась на специальном держателе, создающем однородное магнитное поле в области образца. На всех образцах толщина ниобиевого слоя составля-



Рис. 1. Зависимость поля зарождения доменных границ (коэрцитивности) и поля насыщения в различных структурах от минимального линейного размера структуры. + – полоски, О – кольца, ● – диски.

ла 60 нм и 110 нм, а толщина верхнего пермаллоя – 20 нм с точностью 5%.

В результате проведенных исследований было установлено, что макроскопические свойства свободной пленки пермаллоя и пермаллоя в соседстве с ниобием значительно отличаются. Даже при комнатной температуре изменяется вид и тип доменных границ, через зарождение и смещение которых осуществляется перемагничивание, причем чем толще ниобий и чем больше площадь пленки, тем сильнее заметно это отличие. В частности, при размерах пленки ~200 мкм и при толшине ниобия 100 нм доменные границы уширяются до ~5 микрон и фактически могут рассматриваться как двойные границы с разворотом намагниченности блоховского типа, разделенные полосовым микродоменом с перпендикулярной намагниченностью. При уменьшении размеров структур образ доменных границ сглаживается, разворот намагниченности в пределах границы становится плавным, но границы при этом еще более расширяются.

Поле коэрцитивности Н_с (поле зарождения границ) и поле, при котором перемагничивание завершается Н_{нас}, также зависят от линейных размеров структур, рис. 1. Общий вид зависимости – возрастание полей коэрцитивности и намагничивания по мере уменьшения размеров структуры справедлив для колец (о на графике) и для полосок (+). Но для дисков эта закономерность не всегда справедлива, поскольку их перемагничивание зависит от направления поля относительно одноосной анизотропии, наведенной плоскостным магнитным полем при изготовлении структур. Процесс перемагничивания маленьких колец, как и дисков, также оказался зависящим от направления поля, но на параметры перемагничивания это практически не влияло.

На рис. 2-4 (схемах) приведены примеры процессов перемагничивания колец и дисков при изменении плоскостного поля. В исходном состоянии все структуры намагничены до насыщения полем ~20 Э. При выключении поля они остаются в таком же насыщенном состоянии с намагниченностью, направленной по легкой оси. При этом диски - в однодоменном состоянии, кольца - в двухдоменном, границы между которыми лежат на сторонах, перпендикулярных легкой оси. Процесс перемагничивания начинается в поле обратной полярности величиной выше H_c (рис. 1, a, рис. 2). Большие кольца, диаметром 200-100 микрон, перемагничиваются через зарождение и движение доменных границ, которые в первую очередь образуются на сторонах, ориентированных перпендикулярно легкой оси и затем смещаются по кольцу. Поля зарождения границ для дисков и колец такого размера практически совпадают (см. рис. 1). Кинетика перемагничивания таких структур слабо зависит от ориентации магнитного поля в плоскости структур относительно оси легкого перемагничивания, откуда можно понять, что наведенная анизотропия слаба.



Рис. 2. Перемагничивание кольца (шириной дуги 20 мкм) и круга диаметром 190 мкм при диагональном направлении плоскостного поля, разворачиваемого от +20 Э до -20 Э квазистатически медленно. Величины полей указаны внутри схематических изображений кольца. Черный и белый цвета на изображениях соответствуют противоположным направлениям полей рассеяния. Стрелки указывают локальное направление намагниченности в структуре.



Рис. 3. Перемагничивание кольца (шириной дуги 5 мкм) и диска диаметром 40 мкм, при диагональном направлении плоскостного поля, разворачиваемого от +20 Э до -20 Э. Поле совпадает с направлением оси легкого намагничивания.

В маленьких кольцах и дисках процесс перемагничивания различается. При направлении поля по легкой оси зародыши домена новой магнитной фазы появляются на краях, перпендикулярных легкой оси. Далее в кольце этот зародыш разрастается через обе дуги, причем граница раздела смещается скачкообразно, сначала на одной стороне кольца, затем на другой (рис. 3). В маленьком диске формируется одна доменная граница, так что перемагничивается сначала одна половина диска, а затем – вторая, посредством смещения одной и той же доменной границы. В насыщении диск находится в однодоменном состоянии, а кольцо в двухдоменном состоянии.



Рис. 4. Перемагничивание кольца диаметром 40 мкм, шириной дуги 5 мкм при диагональном направлении плоскостного поля, разворачиваемого от +20 Э до -20 Э.

При отклонении приложенного поля от легкой оси кинетика перемагничивания изменяется. После выключения насыщающего поля диск "размагничивается". Поскольку в этом состоянии полей рассеяния вокруг диска нет, то мы предполагаем, что намагниченность диска закручивается. Перемагничивание из такого состояния идет чисто за счет процесса вращения намагниченности, без образования доменных границ. Что касается кольца, то его перемагничивание происходит "вращением" существующей доменной структуры через направление, определяемое полем анизотропии кольца. Таким образом, кольцо не переходит в однодоменное состояние ни при каком поле, но положение доменных границ регулируется внешним полем.

Кроме колец и дисков, были изучены процессы перемагничивания полосок разной ширины. На них параметр малости, когда происходит смена механизма перемагничивания, оказался того же порядка. Конкретные результаты будут представлены на стенде, поскольку тезисы издаются в черно-белом формате.

Надо отметить, что "малые" кольца и диски имеют вполне макроскопические размеры. Но в нашем случае и доменные границы микронной ширины, что видимо связано с особенностями структуры подложки.

Работа выполнена при поддержке грантом РФФИ 09-02-00856а.

1. Uspenskaya, L.S. Magnetization reversal of thin $La_{0.7}Sr_{0.3}MnO_3$ manganite films grown on $LaAlO_3 / L.S.$ Uspenskaya, T. Nurgaliev, S. Miteva // J. Phys. D. 2009. V. 42. P. 185006.

Тонкие эпитаксиальные пленки La_{1-x}K_xMnO₃ и гетероструктуры на их основе

А.С. Манкевич¹, И.Е. Корсаков¹, Л.Ю. Фетисов², Н.С. Перов²

¹Химический факультет МГУ им. М.В. Ломоносова, Ленинские горы, МГУ, д. 1, стр. 3, Москва. ²Физический факультет МГУ им. М.В. Ломоносова, Ленинские горы, МГУ, д. 1, стр. 2, Москва. e-mail: fetisovl@yandex.ru

Манганиты лантана со структурой перовскита, легированные одно- и двухзарядными катионами, интенсивно исследуются в связи с перспективами использования в датчиках магнитных полей, магнитооптических устройствах и системах магнитного охлаждения. Наибольший интерес с научной точки зрения и для применений представляют манганиты лантана – калия состава La_{1-х} K_xMnO₃ (LKM), температура Кюри T_c которых выше комнатной [1]. В результате первых исследований получены предварительные данные о магнитных и резистивных свойствах объемных образцов указанного состава, в то время как пленки манганита лантана - калия до настоящего времени практически не изучали [2].

Целью настоящей работы являлась разработка технологии изготовления пленок манганита лантана - калия, исследование их магнитных и резистивных свойств и демонстрация возможности создания гетероструктур типа ферромагнетик - пьезоэлектрик на их основе.

В измерениях использовали плёнки манганита лантана - калия толщиной 350 нм на монокристаллических подложках MgO (100) и SrTiO₃ (100), которые были получены методом MOCVDосаждения из прекурсоров La(thd)₃ и Mn(thd)₃.

Методом рентгеновской дифракции показано, что пленки LKM, выращенные на подложках SrTiO₃ с малым рассогласованием параметров решетки подложки и пленки, напряжены тем сильнее, чем меньше толщина пленки, а в пленках, выращенных на некогерентных подложках MgO, напряжения малы. Установлено, что деформация пленок влияет на их свойства: температура перехода металл - изолятор у тонких пленок существенно выше, чем у объемных материалов или толстых пленок. Температура перехода металл - изолятор пленок толщиной 350 нм уменьшалась от



Рис. 1. Зависимость температуры перехода металл – изолятор от состава плёнок (x) La_{1-x}K_xMnO_{3+ δ}/SrTiO₃.

~330 К при содержании калия x>0.12 до ~250 К у пленок с *х*=0.04 (рис. 1).

Были исследованы магнитные характеристики пленок методом измерения петель гистерезиса на вибрационном магнетометре. Показано, что пленки LKM с содержанием калия x > 0.1 ферромагнитные при комнатной температуре. Намагниченность насыщения пленок при изменении концентрации калия от 0.1 до 0.18 изменялась в два раза, при этом коэрцитивная сила пленок не превышала 15 Э (рис. 2). Измерены зависимости намагниченности пленок от температуры в диапазоне 80-350 К. Установлено, что температура Кюри увеличивается с 290 до 400 К с увеличением концентрации калия.

Методом MOCVD-осаждения получены однофазные эпитаксиальные пленки ниобата калия KNbO₃, обладающие высоким сопротивлением и ярко выраженными пьезоэлектрическими свойствами. Были изготовлены гетероструктуры состава KNbO₃/La_{1-x}K_xMnO₃/SrTiO₃. Показано, что такие гетероструктуры также обладают ферромагнитными и пьезоэлектрическими свойствами при температурах выше комнатной, что делает их перспективными для исследований магнитоэлектрических взаимодействий.

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (гранты № 07-03-01136а и 09-02-12434).

1. Hwang H.Y. Lattice Effects on the magnetoresistance in Doped LaMnO₃ / H.Y. Hwang, S.-W. Cheong, P.G. Radaelli, M. Marezio, B. Batlogg // Phys. Rev. Let., 1995, 75 (5), 914–917.

2. Zhong W. Synthesis, structure and magnetic entropy change of polycrystalline $La_{1-x}K_xMnO_{3+}$ // W. Zhong, W. Chen, W.P. Ding, N. Zhang, A. Hu, Y.W. Du, Q.J. Yan // Phys. Rev. B, 1996, 54 (13), 8992-8995.



Рис. 2. Петли магнитного гистерезиса 350 нм плёнок La1-xKxMnO3+6 при ориентации плёнки параллельно приложенному магнитному полю (T = 300 K).

Исследование механизмов перемагничивания эпитаксиальных микроструктур Fe (001) во внешнем магнитном поле

Л.А. Фомин, И.В. Маликов, Г.М. Михайлов

Институт проблем технологии микроэлектроники и особочистых материалов РАН, ул. Институтская, 6, Московская область, г. Черноголовка. e-mail: fomin@jptm.ru

Спин-поляризованный транспорт в наноструктурах в настоящее время рассматривается как одно из перспективных направлений исследований для создания нового класса приборов. Такое направление получило отдельное название "спинтроника" [1]. Одним из ее проявлений является гигантский магниторезистивный эффект (ГМР) [2]. Практически во всех структурах для реализации ГМР-эффекта должно выполняться требование баллистики. Это означает, что длина свободного пробега электронов должна быть больше характерного размера структуры. Представляет также интерес реализация электронных устройств на основе металлов - создание планарных (пленочных) металлических наноструктур, в которых совершенная монокристаллическая структура обеспечивала бы большие длины свободного пробега электронов в объеме металла (баллистический транспорт). Для планарных эпитаксиальных структур из ферромагнитных металлов все еще малоизученной остается реализация баллистического режима переноса спинов, которые могут рассеиваться на доменных стенках. В связи с этим представляют интерес исследования микромагнитного во внешнем магнитном поле состояния и перемагничивание для эпитаксиальных ферромагнитных микроструктур с большой длиной свободного пробега электронов.

В этой работе методами МСМ и микромагнитных расчетов было исследовано поведение эпитаксиальных микроструктур Fe(001) во внешнем магнитном поле с целью выявления механизмов их перемагничивания для создания нужной микромагнитной структуры образцов. На рис. 1 показаны МСМ-изображения прямоугольной микроструктуры толщиной 100 нм и размерами 1×8 мкм в процессе перемагничивания во внешнем поле, направленном вдоль ее оси. Микроструктура ориентирована вдоль одной из осей легкого намагничивания (ОЛН). В нулевом поле (рис. 1, а) вектор намагниченности направлен вдоль оси микроструктуры за исключением концов, где образуются концевые домены с размером примерно равным ее ширине (1 мкм). В поле 10 Э



Рис. 1. Перемагничивание микроструктуры из Fe(001) толщиной 100 нм и размерами 1×8 мкм, ориентированной вдоль ОЛН; $a - 0 \ni$, $\delta - 10 \ni$, $e - 40 \Im$.

структура начинает перемагничиваться, при этом она вся разбивается на домены, и в поле 25 Э она уже вновь находится в квазиоднодоменном состоянии с противоположно направленной намагниченностью. Для прямоугольников разных размеров, с шириной от 0,5 до 2 мкм и аспектным соотношением 1 к 8, магнитная структура и ее поведение в магнитном поле примерно одинаковы. При уменьшении размеров в 2 раза с сохранением аспектного соотношения поле переключения увеличивается примерно в 4 раза. Для прямоугольника размерами 1×4 мкм переход к квазиоднодоменному состоянию происходит в поле около 75 Э. Для прямоугольных микроструктур, ориентированных вдоль оси трудного намагничивания, происходит постепенная перестройка магнитной структуры к однодоменному состоянию примерно в таких же полях. На рис. 2 показаны результаты микромагнитных расчетов петель гистерезиса для прямоугольных микроструктур, ориентированных вдоль одной из ОЛН, размерами 0,5×8 мкм, 1×8 мкм, и 2×8 мкм, во внешнем поле, направленном вдоль длинной стороны прямоугольника. Расчеты показали, что коэрцитивная сила увеличивается примерно вдвое с уменьшением ширины микроструктуры в два раза, что соответствует эксперименту. Однако рассчитанная коэрцитивная сила превышает экспериментально найденную приблизительно в пять раз. Это можно объяснить двумя причинами. Во-первых, микромагнитный расчет не учитывал магнитных неоднородностей, которые являются центрами образования зародышей доменов противоположной намагниченности в реальных микроструктурах, и, во-вторых, магнитное поле МСМ-зонда влияет на образец, уменьшая поле его переключения. Как показывает расчет, перемагничивание происходит резко, и резкость переключения, равная разнице полей, при которых полюса микроструктуры меняются местами, составляет около 5 Э.



Рис. 2. Результат микромагнитного расчета петель гистерезиса для микроструктур толщиной 100 нм и размерами 2×8 мкм, 1×8 мкм и 0,5×8 мкм, ориентированных вдоль одной из ОЛН.



Рис. 3. Перемагничивание крестообразной микроструктуры Fe(001) толщиной 100 нм с шириной дорожек 1 мкм и длиной плеч 4 мкм, ориентированных вдоль ОЛН во внешнем магнитном поле, направленном вдоль одного из плеч. Величина поля составляет: *a*) $0, \delta$, δ , $-25, \theta$, $-200, \theta$, c) $-800, \theta$, d) $0, \theta$, c) $55, \theta$, 3) 100 Θ .

На поведении в магнитном поле крестообразных микроструктур (рис. 3) сказывается взаимодействие между разными плечами креста. Плечи креста, ориентированного вдоль ОЛН, параллельные направлению внешнего поля, меняют направление намагниченности резко (рис. 3, е, ж) и примерно в таком же поле (около 50 Э), как и прямоугольник с длиной, равной сумме длин этих плеч, и шириной, равной ширине плеча. Процесс перемагничивания плеч креста, перпендикулярных направлению внешнего поля, происходит плавно, путем разрастания доменов, с направлением намагниченности по полю за счет доменов, у которых она направлена против поля. Поле, при котором намагниченность креста с шириной плеча 1 мкм становится однородной, составляет около 800 Э. В результате этой неодинаковости перемагничивания плеч, магнитное строение средней части креста меняется сложным образом вплоть до полей около 800 Э (рис. 3, г). Инвертирование контраста на рис. 3, в связано с перемагничиванием МСМ-зонда в поле около 200 Э. Как было показано для эпитаксиальных пленок Fe(001), их коэрцитивная сила определяется главным образом пинингом доменных стенок на дефектах поверхности [4, 5], поскольку объемных дефектов в них очень мало. Проведенные эксперименты и расчеты показали, что для микроструктур, изготовленных из этих пленок, форма и размеры играют более важную роль, чем пининг. Однако магнитные неоднородности поверхности приводят к образованию зародышей доменов противоположной намагниченности и тем самым к уменьшению коэрцитивной силы. В пользу того, что вторая причина не является определяющей, говорит тот факт, что при измерениях магнетосопротивления микроструктур их поля переключения были более близки к экспериментально найденным из MCMизмерений, чем к рассчитанным [3]. Таким образом, механизм перемагничивания эпитаксиальных микроструктур Fe(001) отличается как от механизма перемагничивания эпитаксиальных пленок, так и от механизма перемагничивания поликристаллических микроструктур. Перемагничивание определяется формой и размерами, а также ориентацией относительно ОЛН, в большей степени дефектами поверхности, а не объемными дефектами, как в случае поликристаллических микроструктур.

1. *Prinz*, *G.A.* Spin-polarized transport / G.A. Prinz // Phys. Today. 1995. V. 48, № 4. P. 58 – 63.

2. *Baibich, M.N.*, Giant magnetoresistance of (001)Fe/(001)Cr superlattices / M.N. Baibich, J.M. Broto, A. Fert, F. Nguen Van Dau, F. Petroff, P.Etienne, G. Creuxet, F. Freiderich, J. Chazelas // Phys. Rev. Lett. 1988. V. 61. P. 2472 – 2475.

3. Фомин, Л.А. Магнитное строение и магнетосопротивление эпитаксиальных микроструктур из железа: влияние формы и кристаллографической магнитной анизотропии / Л.А. Фомин, И.В. Маликов, В.Ю. Винниченко, Г.М. Михайлов // Микроэлектроника. 2008. Т. 37, № 5. С. 1 – 14.

4. *Mikhailov, G.M.* Application of complementary analysis for nanotechnology optimization of epitaxial Fe (001) structures with improved electron transport and magnetic properties / G.M. Mikhailov, L.A. Fomin, I.V. Malikov, S.V. Piatkin, V.Yu. Vinnichenko // Nanostructures: Physics and Technology: 17-th Intern. symposium proceedings. 2009. P. 198–199.

5. *Mikhailov, G.M.* Investigation of domain wall pinning and nanostructures remagnetization of epitaxial Fe structures with use of magnetic force contrast and magnetoresistance measurements / G.M. Mikhailov, V.Yu. Vinnichenko, L.A. Fomin, K.M. Kalach, I.V. Malikov // Intern. Conf. Micro and nanoelectronics – 2009: proceedings. 2009. P. P1–47.

Обменные взаимодействия в магнитном молекулярном нанокластере V₁₅

К.Ш. Хизриев^{1,2}, И.С. Джамалутдинова²

¹ Институт физики Дагестанского НЦ РАН, ул. Ярагского, 94, Махачкала. ² Дагестанский государственный университет, ул. М. Гаджиева, 43а, Махачкала. e-mail: kamal71@mail.ru

В настоящее время большой интерес вызывают магнитные мезоскопические объекты, т. е. системы, в поведении которых наряду со специфическими квантовыми особенностями, характерными для индивидуальных атомов, появляются и классические черты, присущие объемным монокристаллам. К подобным объектам относятся кластеры, содержащие *d*- или *f*-ионы ($Mn_{12}Ac$, Fe₆, Fe₈, Fe₁₀, Fe₁₇, V₁₂ и т.д.) [1–10].

Успехи высокомолекулярной химии сделали возможным синтезировать магнитные кластеры, представляющие собой металлоорганические молекулы с гигантским спином. В качестве примера укажем Mn₁₂Ac, Fe₈, Fe₁₇, V₁₂ [1-10]. Эти кластеры образуют молекулярные кристаллы, в которых они сохраняют свою индивидуальность, поскольку связь между кластерами является достаточно слабой. Уникальным свойством таких систем является молекулярная бистабильность [11]. Это означает, что при достаточно низких температурах они ведут себя как молекулярные магниты и в принципе могут быть использованы при записи информации. Очень важной недавно обнаруженной особенностью этих кластеров является наличие в них макроскопического квантового туннелирования намагниченности [5, 8, 11, 12]. Также было проведено теоретическое исследование квантовой когерентности в магнитных кластерах [12]. Эти явления, несомненно, представляют интерес не только для понимания фундаментальных проблем магнетизма, но и открывают новые интересные перспективы в проблематике моделирования квантовых вычислений.

До недавнего времени исследовались только кластеры с целым спином, такие как $Mn_{12}Ac$ (S = 10 в основном состоянии), Fe_8 (S = 10 в основном состоянии), Mn_6R_6 (S = 12 в основном состоянии) и т.д. Однако для наиболее глубокого понимания физики магнитных нанокластеров представляет интерес исследование кластеров с полуцелым спином, каковым и является магнитный кластер V₁₅, поскольку, согласно теореме Крамерса, свойства систем с полуцелым спином могут качественно отличаться от таковых в случае целого спина. Данное обстоятельство и обусловливает интерес, проявляемый исследователями к этому кластеру.

Существует несколько работ, в которых приведены разные значения обменных констант (табл.). Следует подчеркнуть, что хотя приведенные в табл. значения обменных констант имеют приближенный, оценочный характер, обращает на себя внимание иерархия обменных взаимодействий, согласно которой константа J существенно превосходит по величине остальные обменные константы, что позволяет использовать теорию возмущений при расчете энергетического спектра спиновой подсистемы молекулярного нанокластера V_{15} .

В работе [17] проделан подробный анализ имеющихся в литературе методов расчета и значений параметров обменных взаимодействий молекулярного нанокластера V₁₅. В ней указано на преимущества и недостатки каждого метода исследования и с помощью аналитических и численных методов (модифицированного метода Ланцоша) рассчитан энергетический спектр и найден набор обменных констант кластера V₁₅ (табл.), который на сегодняшний день считается наиболее достоверным.

Таблица

Значения обменных констант нанокластера V₁₅

Работа	Ј, К	J ₁ , K	J', K	J ₂ , K	Ј", К
[13]	800	30	30	180	180
[14]	800	150	150	300	300
[15]	910	219	45	134	136
[16]	3368	160	-263	271	184
[17]	345	60	150	118	280
Данная работа	500	50	150	50	225

В нашей работе предложена модель молекулярного нанокластера V_{15} и проведено исследование магнитных свойств в сверхсильных магнитных полях.

Молекула полиоксованадата V_{15} имеет хи-мическую формулу $K_6[V_{15}^{IV} As_6O_{42}(H_2O)]\cdot 8H_2O.$ Кристаллы V₁₅ обладают тригональной симметрией (пространственная группа R3, параметры решетки a = 14.029 Å, $\alpha = 79.26^{\circ}$, V = 2632 Å³ [14, 17]). Элементарная ячейка содержит два кластера V_{15} . Кластер V_{15} состоит из пятнадцати ионов V^{4+} , каждый из которых обладает спином S = 1/2. Ионы V⁴⁺ расположены в вершинах двух плоских шестиугольников и одного треугольника между ними. Кластер V15 представляет собой низкоспиновый объект - в основном состоянии спин кластера равен S = 1/2, т.к. все обменные взаимодействия антиферромагнитны. Магнитное (дипольное) взаимодействие между спинами соседних кластеров пренебрежимо мало (несколько mK). Спиновый гамильтониан молекулярного кластера V₁₅ имеет вид [17]

$$H = H_1 + H_2 + H_3 + H_4 + H_5 + g\mu H \sum_{i=1}^{15} S_i^z,$$

где $g \approx 2$ – фактор Ланде, μ – магнетон Бора, H – величина внешнего магнитного поля,

$$\begin{split} H_1 &= J(S_1 \cdot S_2 + S_3 \cdot S_4 + S_5 \cdot S_6 + S_{10} \cdot S_{11} + S_{12} \cdot S_{13} + S_{14} \cdot S_{15}), \\ H_2 &= J'(S_2 \cdot S_3 + S_4 \cdot S_5 + S_1 \cdot S_6 + S_{11} \cdot S_{12} + S_{13} \cdot S_{14} + S_{10} \cdot S_{15}), \\ H_3 &= J''(S_1 \cdot S_3 + S_3 \cdot S_5 + S_1 \cdot S_5 + S_{11} \cdot S_{13} + S_{13} \cdot S_{15} + S_{11} \cdot S_{15}), \\ H_4 &= J_1(S_2 \cdot S_7 + S_7 \cdot S_{10} + S_4 \cdot S_8 + S_8 \cdot S_{12} + S_6 \cdot S_9 + S_9 \cdot S_{14}), \\ H_5 &= J_2(S_1 \cdot S_7 + S_7 \cdot S_{11} + S_3 \cdot S_8 + S_8 \cdot S_{13} + S_5 \cdot S_9 + S_9 \cdot S_{15}). \end{split}$$

В модели учтены все возможные взаимодействия между магнитными моментами. С помощью метода Монте-Карло рассчитаны полевые зависимости величины магнитного момента кластера и восприимчивости для различных значений обменных параметров.

На рисунке приведена полевая зависимость намагниченности для модели нанокластера V₁₅ при наших значениях обменных констант. На этой зависимости отчетливо видны четыре скачка в полевой зависимости величины магнитного момента кластера. Значения обменных констант нами подбирались таким образом, чтобы скачки в полевой зависимости магнитного момента кластера максимально совпадали с положениями максимумов на полевой зависимости восприимчивости при экспериментальных исследованиях [18]. Этим скачкам соответствуют максимумы в поведении восприимчивости. Первый скачок обусловлен переходом из состояния со спином 1/2 в состояние с S = 3/2. При этом все три магнитных момента в среднем треугольнике ориентируются по полю. Следующие три скачка связаны с переориентацией спинов верхнего и нижнего шестиугольника. При каждом скачке происходит переворот двух спинов верхнего и двух спинов нижнего шестиугольника, таким образом, величина каждого скачка равна $\Delta S = 2$.



Зависимость величины магнитного момента кластера V_{15} .

В работе [17] указывается, что переход из состояния нанокластера с полным спином 3/2 в состояние с S = 15/2 в сильных магнитных полях происходит не через три скачка, а через шесть скачком с шагом $\Delta S = 1$. При этом эти шесть скачков разбиваются на три близкорасположенных пары с расстоянием между пиками порядка несколько тесла. В связи с этим при экспериментальных исследованиях различить это расщепление довольно трудно. При наших тщательно проведенных исследованиях не обнаружены расщепления скачков. Однако сами скачки происходят в интервале магнитных полей $\Delta H \sim 10$ Тл.

Нами проделаны расчеты для всевозможных значений обменных констант, включая и имеющиеся в литературе предположения. Тем не менее самое лучшее согласие с экспериментальными результатами дает следующий набор констант обменного взаимодействия: J = 500 K, J' = 150 K, J'' = 225 К, $J_1 = 50$ К, $J_2 = 50$ К. Сопоставлением наших результатов с экспериментальными данными по полевой зависимости восприимчивости нами рассчитаны параметры обменных взаимодействий, наиболее точно описывающих ход зависимости восприимчивости и скачки на полевой зависимости величины магнитного момента кластера. В таблице приведены результаты наших исследований. Полученные нами с помощью метода Монте-Карло значения обменных констант молекулярного нанокластера V₁₅ несколько отличаются от значений других авторов.

Работа выполнена при финансовой поддержке Роснауки (госконтракт 02.740.11.0397).

1. Gattecshi D., Canecshi A., Pardi L., Sessoli R. // Science. 1994. V. 265. P. 1054.

2. Sessoli R., Gattecshi D., Canecshi A., Novak H.A. // Nature. V. 356. P. 141.

3. Friedman J.R., Sarachik M.P., Tejada J., Ziolo R. // Phys. Rev. Lett. 1996. V. 76. P. 3830.

4. Thomas L., Lionti F., Ballou R., Gattecshi D., Sessoli R., Barbara B. // Nature. 1996. V. 383. P. 145.

5. Dobrovitski V.V., Zvezdin A.K. // Europhys. Lett. 1997. V. 38. P. 377.

6. Gattecshi D., Pardi L., Barra A.L., Muller A., Doring J. // Nature. 1991. V. 354. P. 465.

7. Canecshi A., Gattecshi D., Sessoli R. // J. Am. Chem. Soc. 1991. V. 113. P. 5872.

8. Gunther L. // Europhys. Lett. 1997. V. 39. P. 1.

9. Звездин А.К., Попов А.И. // ЖЭТФ. 1996. Т. 109. С. 2115.

10. Barra A.L., Debrunner P., Gattecshi D., Schultz C.H., Sessoli R. // Europhys. Lett. 1996. V. 35. P. 133.

11. Kahn O., Jay Martinez C. // Science. 1998. V. 279. P. 44.

12. Zvezdin A.K., Dobrovitski V.V., Harmon B.N., Katsnelson M.I. // Phys. Rev. B. 1998. V. 58. P. R14733.

13. Barra A.L., Gatteschi D., Pardi L. et al. // J. Amer. Chem. Soc. 1992. V. 114. P. 8509.

14. Gatteschi D., Pardi L., Barra A.L., Muller A. // Mol. Eng. 1993. V. 3. P. 157.

15. Boukhvalov D., Dobrovitski V., Katsnelson M. et al. // Phys. Rev. B. 2004. V. 70. P. 054417.

16. Kortus J., Hellberg C., Pederson M.R. // Phys. Rev. Lett. 2001. V. 34. P. 3400.

17. Костюченко В.В., Попов А.И. // ЖЭТФ. 2008. Т. 134. С. 697.

18. Платонов В.В., Таценко О.М., Плис В.И. и др. // ФТТ. 2002. Т. 44. С. 2010.

Оптические свойства периодических структур вблизи резонансов и аномалий Вуда – Рэлея

А.Б. Акимов¹, Н.А. Гиппиус^{1,2}, С.Г. Тиходеев¹

¹ Институт общей физики РАН, Москва. ² LASMEA, Université Blaise Pascal, Aubierè, France. e-mail: tosha_akimov@mail.ru

Аномалия Вуда – Рэлея [1, 2] представляет собой излом в частотной зависимости коэффициента отражения или пропускания периодической структуры в точке, соответствующей порогу открытия нового дифракционного канала. Ее появление связано с тем, что вблизи порога открытия канала дифрагированная волна распространяется параллельно поверхности решетки. Наиболее общее описание аномалий Вуда – Рэлея может быть дано в терминах матрицы рассеяния (S-матрицы) [3, 4]. Размерность дальнепольной матрицы рассеяния (конечномерного подблока полной S-матрицы, включающей наряду с затухающими распространяющиеся гармоники) возрастает при открытии новых дифракционных каналов. Наиболее прост случай наклонного падения света из воздуха в плоскости xz на одномерно-периодическую структуру на диэлектрической подложке, однородную вдоль оси у (рис. 1). В этих условиях s- и pполяризованные волны распространяются независимо, поэтому можно рассматривать дальнепольную матрицу рассеяния только для одной из этих поляризаций. Ее размерность при переходе через порог открытия канала увеличивается на единицу.



Особый интерес при изучении аномалий Вуда – Рэлея представляют структуры, оптический отклик которых является резонансным. В докладе исследуется открытие первого дифракционного канала в сторону подложки при наклонном (угол падения 6°) падении плоской *s*-поляризованной световой волны на модулированный с периодом 450 нм волноводный слой толщиной L = 388 или 400 нм с диэлектрической проницаемостью $\varepsilon = 3$ на кварцевой подложке ($\varepsilon = 1,46^2$). Ширина и толщина выступов с обеих сторон слоя 225 и 100 нм соответственно (сечение структуры показано на рис. 1). Для численного моделирования был применен метод матрицы рассеяния [5].

Резонансы в этой системе связаны с возбуждением квазиволноводных мод [5]. Каждой из этих мод отвечает некоторая комплексная частота, такая, что аналитически продолженная в нижнюю полуплоскость матрица рассеяния имеет при этой частоте полюс. Поскольку материалы структуры и подложки являются непоглощающими, дальнепольная матрица рассеяния должна быть унитарной. Это позволяет сделать выводы о поведении ее элементов вблизи резонанса [6]. Форма пика или провала в спектре отражения оказывается асимметричной (резонанс типа Фано). Существенно, что при наличии зеркальной симметрии системы в плоскости уг и при отсутствии открытых дифракционных каналов коэффициент отражения в максимуме достигает единицы (пунктирная линия на рис. 2). Однако ситуация осложняется в том случае, когда полюс оказывается в непосредственной близости от частоты, отвечающей открытию нового канала рассеяния (вертикальная прямая). Незначительное изменение толщины волноводного слоя может привести к качественным изменениям в спектре отражения. Пороговая аномалия приобретает характерный вид резонансно-усиленной аномалии Вуда – Рэлея (сплошная линия). Максимум отражения теперь соответствует пороговой энергии, и значение коэффициента отражения не достигает единицы.



Рис. 2. Рассчитанные методом матрицы рассеяния спектры отражения при двух различных толщинах волноводного слоя. Вертикальной чертой показана энергия открытия нового дифракционного канала.

Авторы благодарны РФФИ и Программе Президиума РАН №27 за поддержку.

- 1. Wood R.W. // Philos. Mag. 4, 396 (1902).
- 2. Rayleigh J.W.S. // Philos. Mag. 14, 60 (1907).
- 3. Болотовский Б.М., Лебедев А.Н. // ЖЭТФ. 53, 1349 (1967).
- 4. Болотовский Б.М., Кугель К.И. // ЖЭТФ. 57, 165 (1969).
- 5. Tikhodeev S.G., Yablonskii A.L., Muljarov E.A., Gippius N.A., and Ishihara T. // Phys. Rev. B. 66, 045102 (2002).
- 6. Gippius N.A., Tikhodeev S.G., and Ishihara T. // Phys. Rev. B. 72, 045138 (2005).

Резонансно-туннельный диод на основе гетеросистемы GaAs/AlAs для субгармонического смесителя

Н.В. Алкеев¹, С.В. Аверин¹, А.А. Дорофеев², Н.Б. Гладышева², М.Ю. Торгашин³

¹ ФИРЭ им. В.А. Котельникова РАН, пл. акад. Введенского, 1, Фрязино, Моск. обл.

² ФГУП "НПП "Пульсар", Окружной пр. 27, Москва.

³ ИРЭ им. В.А. Котельникова РАН, ул. Моховая, 11, Москва.

e-mail: alkeev@ms.ire.rssi.ru

Резонансно-туннельный диод (РТД) по праву считается одним из первых приборов наноэлектроники [1]. На его основе были получены рекордные среди полупроводниковых приборов частота генерации (~1 ТГц) и время переключения (~1,5 пс), а детектирующие свойства РТД были продемонстрированы вплоть до частоты 3,9 ТГц. Вольт-амперная характеристика (ВАХ) РТД с одинаковыми барьерами имеет антисимметричный вид, и если квантовая яма (КЯ) РТД узкая и нижний резонансный уровень в ней расположен выше уровня Ферми эмиттера при нулевом смещении, то ток через РТД течет лишь при $|V| > V_{\text{пор}}$, где $V_{\text{пор}}$ – пороговое напряжение. В этом случае в РТД в окрестности V = 0 возникает нелинейность и его можно эффективно использовать как нелинейный элемент субгармонического смесителя (СГС). Преобразование частоты в таких смесителях обычно происходит на второй гармонике гетеродина. Они находят широкое применение в терагерцовом диапазоне, где имеют ряд преимуществ по сравнению с другими смесителями.

Важной особенностью РТД является пониженный уровень дробовых шумов, поэтому СГС с РТД имеет меньший коэффициент шума. Интересно также отметить, что при когерентном транспорте электронов через РТД наблюдается дополнительное снижение дробового шума диода [2].

В настоящей работе нами были изготовлены и исследованы быстродействующие РТД на основе гетеросистемы GaAs/AlAs, предназначенные для работы в качестве нелинейного элемента субгармонического смесителя. Полупроводниковая пластина с нужным составом активных слоев (табл. 1) была изготовлена методом молекулярно-лучевой эпитаксии.

		Габлица	
Состав слоев	пластины для изготовления	РТД	

n ⁺ GaAs	0,2 мкм	$2 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$	верхн. Ом-контакт
GaAs	200 нм	1×10 ¹⁷ см ⁻³	спейсер 2
GaAs	4,5 нм	нелегир.	спейсер 1
AlAs	1,7 нм	нелегир.	барьер
GaAs	4 нм	нелегир.	яма
AlAs	1,7 нм	нелегир.	барьер
GaAs	4,5 нм	нелегир.	спейсер 1
GaAs	200 нм	1×10 ¹⁷ см ⁻³	спейсер 2
n ⁺ GaAs	0,4 мкм	$2 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$	нижн. Ом-контакт
GaAs	200 мкм	полуизол.	подложка

РТД изготавливались методами химического травления и вакуумного напыления, центральный омический контакт мезы присоединялся к контактной площадке с помощью полиимидного мостика. Были изготовлены диодные структуры с размером активных областей 10×10 , 10×20 и 20×20 мкм. Размер каждого чипа составлял 600×400 мкм, часть чипов на пластине имела специальные контактные площадки для измерения импеданса РТД на зондовом устройстве. На пластине также имелись тестовые структуры, с помощью которых учитывался импеданс соединительных проводников на чипе РТД.



Рис. 1. ВАХ РТД с активной площадью 10×10 мкм при: *1* – комнатной температуре, *2* – температуре жидкого азота и *3* – температуре жидкого гелия.

На рисунке 1 представлены ВАХ изготовленных РТД. Как и ожидалось, ВАХ диодов антисимметричны и имеют нелинейность при V = 0. Величина отношения тока пика к току долины у этих РТД равна 2,9, 11,2 и 13,3 при комнатной, азотной и гелиевой температурах соответственно, что свидетельствует о высоком качестве изготовленных диодов. Следует отметить, что плотность тока пика у исследованных РТД составляет ~6·10³ А/см², что в семь раз меньше плотности тока РТД из работы [3] с такой же толщиной барьеров (6 монослоев). Измерение импеданса изготовленных РТД проводилось при комнатной температуре при различных напряжениях смещения в частотном диапазоне 0,01...40 ГГц. Методика измерения импеданса РТД, поиска наиболее подходящей для РТД эквивалентной схемы (ЭС) и определения величин ее элементов были описаны в [4-5]. В качестве примера на рис. 2 приведена диаграмма Вольперта - Смита, которая демонстрирует результаты измерений импеданса структуры РТД с площадью активной области 10×20 мкм при смещении 0,6 В. На диаграмме штрихпунктирная кривая – это зависимость измеренного импеданса от частоты, сплошная кривая – зависимость импеданса мезы РТД от частоты, т. е. когда из измеренного импеданса "вычтен" импеданс контактных площадок. Видно, что на высоких частотах расхождение между измеренным и реальным импедансами РТД довольно значительно и учет импеданса контактных площадок вполне оправдан.



Рис. 2. Зависимость измеренного импеданса РТД от частоты, то же для скорректированного импеданса РТД и для импеданса ЭС, представленной на рис. 3 (пояснения в тексте).

Оказалось, что простая ЭС, представленная на рис. 3, очень хорошо моделирует частотную зависимость импеданса исследованного РТД. Видно, что пунктирная кривая на рис. 2, представляющая собой частотную зависимость импеданса ЭС, практически совпадает со сплошной кривой.



Рис. 3. Эквивалентная схема исследованных РТД

Отметим, что исследованный в [5] РТД, в котором реализуется последовательный механизм транспорта электронов, имеет иной вид частотной зависимости импеданса и моделируется другой ЭС. В этой связи можно предположить, что в изготовленном нами РТД при комнатной температуре реализуется когерентный механизм транспорта электронов, хотя, на наш взгляд, этот вопрос требует дальнейшего изучения.

Определенная по методике [4] величина емкости РТД C_D составляет ~ 0,2 пФ, и, таким образом, величина удельной емкости изготовленных РТД составляет около 1 фФ/мкм², что близко к величинам удельных емкостей GaAs-диодов Шоттки, предназначенных для работы в диапазонах миллиметровых и субмиллиметровых длин волн. Следует отметить, что величину удельной емкости РТД на основе системы GaAs/AlAs можно дополнительно уменьшить путем оптимизации толщины и профиля легирования спейсерных слоев диода.

Отличительной особенностью РТД как нелинейного элемента СГС является возможность изменять оптимальную мощность гетеродина СГС в широких пределах путем изменения ширины КЯ диода. Это особенно важно при работе СГС в терагерцовом диапазоне, где существуют определенные трудности создания гетеродинов достаточной мощности. Для определения диапазона возможных мощностей гетеродина СГС на основе РТД нами было проведено моделирование его работы. Расчеты проводились для различных ширин КЯ РТД для двух температур – жидкого гелия и комнатной и основывались на форме ВАХ. представленных на рис. 1. Оказалось, что при гелиевой температуре путем выбора РТД с соответствующей шириной КЯ оптимальную мощность СГС можно изменять от 50 мкВт до 15 мВт, при этом потери преобразования СГС лежат в пределах 6...10 дБ. При комнатной температуре расчеты показывают, что СГС с исследуемым РТД имеет потери преобразования ~11 дБ при мощности гетеродина 16 дБм, что связано с недостаточными нелинейными свойствами диодов при этой температуре. Следует отметить, что для работы СГС при комнатной температуре весьма эффективными могут оказаться РТД на основе гетеросистем InGaAs/AlAs и InAs/AlSb. Разрыв зоны проводимости у этих гетеросистем больше, чем у гетеросистемы GaAs/AlAs, и составляет 1,2 и 1,8 эВ соответственно, поэтому электрические характеристики РТД на основе гетеросистем InGaAs/AlAs и InAs/AlSb будут меньше подвержены влиянию температуры.

1. European Commission IST programme Future and Emerging Technologies. Technology Roadmap for Nanoelectronics. Second Edition. November 2000.

2. Aleshkin V.Ya. Coherent approach to transport and noise in double barrier resonant diodes / V.Ya. Aleshkin, L. Reggiani, N.V. Alkeev, V.E. Lyubchenko, C.N. Ironside, J.M.L. Figueiredo and C.R. Stanley // Phys. Rev. B. 2004. V. 70. P. 115321-1-115321-13.

3. Brown E.R. Fundamental oscillations up to 200 GHz in resonant tunneling diodes and new estimates of their maximum oscillation frequency from stationary-state tunneling theory / E.R. Brown, W.D. Goodhue, T.C.L.G. Sollner // J. Appl. Phys. 1988. V. 64, № 3. P. 1519–1529.

4. Алкеев Н.В. Эквивалентная схема резонанснотуннельного диода на основе InGaAs/InAlAs в миллиметровом диапазоне длин волн / Н.В. Алкеев, В.Е. Любченко, Р. Velling, Е. Khorenko, W. Prost, F.J. Tegude // Радиотехника и электроника. 2004. Т. 49, № 7. С. 886–892.

5. Алкеев Н.В. Демонстрация последовательного механизма транспорта электронов в резонанснотуннельном диоде с толстыми барьерами / Н.В. Алкеев, С.В. Аверин, А.А. Дорофеев Р. Velling, E. Khorenko, W. Prost, F.J. Tegude // ФТП. 2007. Т. 41, вып. 2. С. 233–237.

Нелинейная генерация разностной частоты в полупроводниковых лазерах с распределенной обратной связью

В.Я. Алешкин¹, А.А. Афоненко², Е.С. Панфиленок²

¹ Институт физики микроструктур РАН, 603950 Нижний Новгород, ГСП-105. ² Белорусский государственный университет, пр. Независимости, 4, Минск. e-mail: afonenko@bsu.by

Нелинейная генерация разностной частоты в полупроводниковых лазерах представляет интерес с точки зрения создания компактных источников излучения дальнего ИК-диапазона, работающих при комнатной температуре. В качестве волн накачки в таких источниках целесообразно использовать излучение ближнего ИК-диапазона. Двухчастотную генерацию можно реализовать в структурах с неоднородным возбуждением квантовых ям, где результирующий спектр усиления имеет два максимума. Однако при уменьшении спектрального разнесения волн накачки отдельные максимумы результирующего спектра усиления перестают разрешаться, и двухчастотный режим генерации оказывается невозможным.

Традиционно для селекции длины волны генерации в полупроводниковых лазерах используется распределенная обратная связь (РОС). Амплитудный коэффициент отражения от Брегговского зеркала с показателем преломления $n(z) = \overline{n} + \Delta n \cos(2\beta z + \Omega)$:

$$\cdot = -\frac{\kappa \exp(i\Omega)}{(k-\beta) + i\gamma \operatorname{cth}(\gamma L)}, \qquad (1)$$

где $k = \overline{n}\omega/c$ – постоянная распространения в однородном материале, $\kappa = \Delta n\omega/2c$ – коэффициент связи, $\gamma = \sqrt{\kappa^2 - (k - \beta)^2}$ – постоянная распространения в решетке для огибающей функции, L – длина Брегговского отражателя.

1



Рис. 1. Спектральная зависимость абсолютной величины r (толстая линия) и фазы ф (тонкая линия) коэффициента отражения брегговского зеркала.

Фаза коэффициента отражения в максимуме составляет $\pi/2$ (рис. 1), поэтому для выполнения условия фазового синхронизма в традиционных одномодовых РОС-лазерах между двумя брегговскими зеркалами формируют четверть волновой слой [1]. Двухмодовая генерация основной и поперечной моды реализована в РОС-структуре с широким полоском [2]. Двухмодовая генерация продольных мод получена в структурах, использующих отстроенную (detuned) брегговскую решетку [3], набор различных брегговских решеток

брегговскую решетку с плавно-[4] или меняющимся периодом (chirped gratings) [5].

Можно показать, что двухмодовая генерация возможна при использовании однородной брегговской решетки. Если пренебречь отражением на выходных гранях резонатора, то для оценок РОСструктур можно использовать выражение (1). Для генерирующих мод фаза коэффициента отражения должна равняться 0 (четная мода) или π (нечетная мода). Это выполняется при $cth(\gamma L) = 0$, что дает

$$k_{1,2} = \beta \pm \sqrt{\kappa^2 + \left(\frac{\pi}{2L}\right)^2} .$$
 (2)

Разностная частота этих мод

$$\omega_{12} = \frac{\omega}{\overline{n}} \sqrt{\left(\Delta n\right)^2 + \left(\frac{\lambda}{2L_r}\right)^2} , \qquad (3)$$

где $L_r = 2L$ – длина резонатора. Если брегговская решетка образована парами однородных слоев, то $\Delta n = 2/\pi (n_1 - n_2)$ – Фурье компонента на пространственной частоте 2β.

Для расчета мод собственных мод резонатора полупроводникового лазера с распределенной обратной связью с учетом отражения на выходных гранях кристалла представим его структуру как набор однородных слоев, имеющих различные показатели преломления. Напряженность электрического поля в каждом слое может быть записана как сумма распространяющихся в противоположные стороны волн:

$$E(z) = F \exp(ikz) + R \exp(-ikz).$$
(4)

Изменение амплитуд волн, распространяющихся в прямом (F) и обратном (R) направлении в слое толщиной d_i , в матричном представлении

описывается диагональным преобразованием

$$L_{i} = \begin{pmatrix} \exp(ik_{i}d_{i}) & 0\\ 0 & \exp(-ik_{i}d_{i}) \end{pmatrix}.$$
 (5)

С учетом условия непрерывности электрического поля и его первой производной на границах между слоями матричное преобразование, связывающее амплитуды волн на границе между соседними слоями i и i + 1, имеет вид

$$T_{i+1,i} = \frac{1}{2k_{i+1}} \begin{pmatrix} k_{i+1} + k_i & k_{i+1} - k_i \\ k_{i+1} - k_i & k_{i+1} + k_i \end{pmatrix}.$$
 (6)

Результирующая матрица преобразования после распространения через структуру с *N* слоями представляется в виде

$$M = T_{N+1,N}L_N \dots T_{2,1}L_1T_{1,0} .$$
(7)

В режиме свободной генерации имеются только выходящие из резонатора волны, т. е. $R_{N+1} = 0$ и $F_0 = 0$. Для выполнения этого условия матричный элемент $M_{22} = 0$. Решение этого уравнения позволяет найти набор собственных частот резонатора ω и соответствующее распределение электромагнитного поля. Мнимая часть частоты определяет время жизни мод в резонаторе $\tau = -1/2\omega''$.

На рис. 2 и 3 приведены результаты численных расчетов зависимость времени жизни электромагнитных мод от длины волны структуры на основе однородной брегговской решетки при $n_1 = 3,2$ и $n_2 = 3,25$. Толщины слоев 78 нм, решетка состоит из 2000,5 периодов. При наличии неоднородного возбуждения квантовых ям существование двух мод с близкими временами жизни обеспечивает двухчастотную генерацию.



Рис. 2. Зависимость времени жизни электромагнитных мод от длины волны при $n_1 = 3,2$ и $n_2 = 3,25$.



Рис. 3. Пространственное распределение квадрата электрического поля (в отн. ед.) двух наиболее добротных мод структуры.

Если излучение лишь частично проникает в область решетки, эффективная величина модуляции показателя преломления Δn уменьшается пропорционально параметру оптического ограничения моды в области решетки. Эту особенность можно использовать для управления спектральным разнесением при формировании гофрированного волновода из двух полупроводниковых материалов.

Одночиповая конструкция, в которой одновременно генерируется излучение волн накачки и разносной частоты целесообразна для реализации различных методов выполнения условия фазового синхронизма, в которых излучение разностной частоты выводится через торец лазера. В диапазоне длин волн 30–40 мкм сравнительно высокую эффективной нелинейной генерации имеет метод с выводом излучения разностной частоты через дифракционную решетку на поверхности плоского волновода [6]. Для ее реализации можно использовать схему с волоконными решетками, представленную на рис. 4. Возможность ввода излучения из одного лазерного чипа в другой продемонстрирована в работе [7]. Преимуществами схемы на рис. 4 является возможность увеличения излучающей площади за счет использования длинных кристаллов с дифракционной решеткой, не поглощающих излучение накачки (без квантовых ям). Недостатками являются неизбежные потери излучения на соединениях, например, при вводе в волокно [8, 9].



Рис. 4. Схема нелинейного преобразователя с использованием волоконных решеток для селекции длин волн излучения накачки.

Потерь излучения на соединениях можно избежать при интегральном выполнении всех элементов в едином волноводе. Дополнительным преимуществом схемы на рис. 5 является раздельное питание волн накачки.



Рис. 5. Схема нелинейного внутрирезонаторного преобразователя с двумя лазерами и четырьмя брегговскими отражателями в интегральном исполнении. Стрелками обозначены области распространения волн накачки на длинах волн λ_1 и λ_2 и разностной частоты ω_{12} .

1. *Horita, M.* Wavelength-tunable InGaAsP-InP multiple-λ/4-shifted distributed feedback laser / M. Horita [et al.] // IEEE J. QE. 1993. V. 29, № 6. P. 1810–1816.

2. *Klehr*, *A*. High-power monolithic two-mode DFB laser diodes for the generation of THz radiation / A. Klehr [et al.] // IEEE J. Sel. Topics Quantum. Electron. 2008. V. 14, № 2. P. 289–294.

3. *Ohtsu, M.* Mode stability of a two-wavelength Fabry-Perot/distributed feedback laser / M. Ohtsu, K.-Y. Liou // IEEE J. Lightwave Technol. 1988. V. 6, № 1. P. 47–51.

4. *Hong, J.* Simultaneous dual-wavelength operation in cascaded strongly gain-coupled DFB lasers / J. Hong [et al.] // IEEE Photon. Technol. Lett. 1999. V. 11, № 11. P. 1354–1356.

5. *Hsu*, *A*. Tunable dual-mode operation in a chirped grating distributed-feedback laser / A. Hsu, S. L. Chuang, T. Tanbun-Ek // IEEE Photon. Technol. Lett. 2000. V. 12, № 8. P. 963–965.

6. *Afonenko, A.A.* Parametric generation of a midinfrared mode in semiconductor waveguides using a surface diffraction grating / A.A. Afonenko, V.Ya. Aleshkin, A.A. Dubinov // Semicond. Sci. Technol. 2005. V. 20. P. 357–362.

7. Звонков, Б.Н. Генерация излучения разностной частоты в двухчиповом лазере / Б.Н. Звонков [и др.] // ФТП. 2009. Т. 43, № 2. С. 220–223.

8. Дураев, В.П. Полупроводниковые лазеры с волоконной брэгговской решеткой и узким спектром генерации на длинах волн 1530 — 1560 нм / В.П. Дураев [и др.] // Квант. Электроника. 2001. Т. 31, № 6. С. 529—530.

9. Васильев, С.А. Волоконные решетки показателя преломления и их применения / С.А. Васильев [и др.] // Квант. Электроника. 2005. Т. 35, № 12. С. 1085–1103.

Инверсная населенность состояний и усиление на примесно-зонных переходах в квантово-каскадных кремний-германиевых гетероструктурах *n*-типа

Н.А. Бекин¹, В.В. Цыпленков¹, В.Н. Шастин¹

¹ Институт физики микроструктур РАН, ГСП-105, Нижний Новгород. e-mail: nbekin@ipm.sci-nnov.ru

В работе теоретически анализируется возможность создания квантово-каскадного лазера на примесно-зонных оптических переходах в сверхрешетках Si/GeSi n-типа. Интерес к кремнийгерманиевым гетероструктурам связан с необходимостью разработки источников излучения. покрывающих часть терагерцового диапазона, недоступную для каскадных лазеров на основе соединений А^ШВ^V в связи с поглощением в полосе остаточных лучей (≈ 30-50 мкм). Механизм формирования инвертированного распределения электронов подробно описан в работе [1] и основан на использовании эффекта гибридизации подзон благодаря наличию кулоновского потенциала ионизованных примесей. Этот эффект приводит при определенных условиях к короткому времени ионизации основного состояния примесей при туннелировании с испусканием фононов по сравнению с временем ухода электронов из вышележащей подзоны. В случае, если захват на уровень основного состояния происходит медленнее, чем ионизация примеси, между этим уровнем и вышележащей подзоной, куда инжектируются электроны, должно сформироваться инвертированное распределение.

Специфика кремний-германиевых гетероструктур заключается, в частности, в многодолинности зоны проводимости. Это приводит к вовлечению в релаксационные процессы наряду с внутридолинными фононами большого количества междолинных акустических и оптических фононов. Были рассмотрены квантово-каскадные схемы на основе гетероструктур Si/GeSi, выращенных на плоскостях (001) и (111). Указанные плоскости роста практически исчерпывают возможные варианты с точки зрения транспорта электронов и релаксационных процессов в гетероструктурах птипа. Каждый из вариантов имеет свои преимущества и недостатки. В сверхрешетках Si/GeSi(001) эффективная масса в вертикальном направлении довольно велика, 0.92m₀, m₀ – масса свободного электрона, что вынуждает использовать в гетероструктурах тонкие слои. Это повышает чувствительность схемы к несовершенствам (неоднородности) слоев и к разбросу примесных центров по каскаду. Кроме того, встроенная деформация слоев периода расщепляет шестикратно вырожденные Δ-долины, что приводит к появлению дополнительных каналов релаксации и соответствующей утечке электронов из верхних рабочих состояний. Сверхрешетки Si/GeSi, выращенные на плоскости (111), лишены этих двух недостатков, поскольку эффективная масса в вертикальном направлении сравнительно мала, $0.26m_0$, а Δ -долины не расщепляются при росте гетероструктур на этой плоскости. Однако, с другой стороны, в гетероструктурах Si/GeSi(111) плотность двумерных состояний значительно больше, что уменьшает числа заполнения электронов в верхней (рабочей) подзоне. Большая плотность состояний является следствием сохраняющегося шестикратного вырождения долин (в сравнении с двукратным вырождением отщепленных вниз Δ -долин в кремниевых квантовых ямах в гетероструктурах Si/GeSi(001)), а также сравнительно большой эффективной массы плотности состояний (0.36 m_0 против 0.19 m_0 для плоскости (001)).



Зонная диаграмма квантово-каскадной гетероструктуры при рабочем напряжении 65 мВ на каскад. Показаны квадраты модулей волновых функций подзон. Кружками показаны места предполагаемого δ-легирования.

Проанализированы каскадные гетероструктуры на основе сверхрешеток с простым периодом, который не содержит специальных инжекторных областей [1, 2]. В качестве квантово-каскадной гетероструктуры, выращенной на плоскости (111), была рассмотрена сверхрешетка Si/Ge0.5Si0.5 с шестислойным периодом (рисунок). Толщины слоев периода, начиная с инжекционного барьера [2], нм: 0.8; 2.1; 0.8; 0.9; 0.8; 7, жирным шрифтом выделены слои Si (квантовые ямы). Континуум состояний четвертой подзоны, в которую инжектируются электроны из предыдущего каскада, служит верхними рабочими состояниями. При условии селективного легирования в центре кремниевого слоя толшиной 2.1 нм энергия связи доноров (в приближении эффективной массы) составляет 42 мэВ. Уровень основного состояния оказывается почти в резонансе со второй подзоной, приводя к сильному эффекту гибридизации. Вследствие этого волновая функция основного состояния донора значительно проникает в широкую квантовую яму (слой кремния толщиной 7 нм), что должно приводить к его короткому времени жизни из-за облегчения релаксационных процессов с испусканием фононов. Однако в представленном варианте схемы указанные релаксационные процессы возможны (по закону сохранения энергии) только с испусканием «низкоэнергетических» фононов – от внутридолинных акустических до междолинных g-TA, g-LA и f-TA фононов.

Соотношение времен жизни рабочих состояний с учетом рассеяния на группе «низкоэнергетических» фононов является благоприятным для формирования инвертированного распределения электронов [2]. Однако следует отметить, что вклад в релаксационные процессы высокоэнергетических фононов в работе [2] был недооценен. Соответствующий, более полный, анализ был проведен в настоящей работе. Показано, что релаксация из верхней рабочей подзоны с испусканием, прежде всего, g-LO, а также f-TO и f-LA фононов не позволяет сформироваться инвертированному распределению электронов. Так, вероятность туннелирования из основного состояния донора с испусканием низкоэнергетических g-TA, g-LA и f-TA фононов составляет приблизительно 2.10^9 , 9.10^8 и 3.10^9 с⁻¹ соответственно. В то же время уход электронов из верхней рабочей подзоны возможен с испусканием всех междолинных фононов, включая высокоэнергетические, которые наиболее сильно взаимодействуют с электронами. В результате оказывается, что суммарный темп релаксационных процессов из верхней рабочей подзоны (4·10¹⁰ с⁻¹) превышает вероятность туннелирования из основного состояния донора с участием фононов (~ $6 \cdot 10^9$ c⁻¹). (Процессами туннелирования без рассеяния из рабочих состояний можно пренебречь.) Таким образом, инвертированное распределение электронов в рассмотренном варианте схемы не возникает. Доминирующую роль в нежелательной релаксации играет рассеяние на междолинных g-LO фононах (темп $3 \cdot 10^{10} \text{ c}^{-1}$).

Аналогичная проблема быстрой релаксации из верхней рабочей подзоны характерна также и для квантово-каскадных гетероструктур Si/GeSi(001): релаксация на g-LO фононах препятствует формированию инвертированного распределения электронов.

Чтобы достичь формирования инвертированного распределения электронов, указанные схемы могут быть модифицированы следующим образом. Во-первых, можно увеличить расстояние между уровнем основного состояния донора и нижней подзоной, чтобы сделать возможным туннелирование из основного состояния с испусканием высокоэнергетических фононов. Для простого, «безынжекторного», каскада достичь этого увеличением рабочего напряжения трудно, поскольку возникающие при этом электрические поля излишне высоки (~100 кВ/см). Больших электрических полей можно избежать, в частности, включением в каскад инжекторных областей. Подробный анализ такого варианта не проводился, однако оценку коэффициента усиления можно получить, используя расчеты [2]. При включении в период сверхрешетки инжектора его длина увеличится на фактор ~2, что должно привести к соответствующему уменьшению коэффициента усиления. С учетом разогрева электронов до 100 К коэффициент усиления на длинах волн 29-45 мкм может в этом случае достигать значения ~5 см⁻¹ при концентрации селективного легирования ~5.1011 см-2 на период.

Еще одним выходом может стать использование четырехуровневой схемы лазера на основе гетероструктур Si/GeSi(001), которая заключается в следующем. Опустошение нижнего рабочего уровня при туннелировании с испусканием фононов, как в трехуровневой схеме [1], можно заменить внутрицентровой релаксацией на g-TA фононах с переходом электрона между 1s уровнями доноров. При деформации объемного кремния вдоль направления [001] для таких доноров, как As и Bi, расстояние между нижними 1s уровнями приблизительно соответствует энергии g-TA фонона, поэтому безызлучательный переход с испусканием этого фонона является резонансным. Как показывают расчеты, при деформациях, характерных для гетероструктур, вероятность перехода электрона между этими уровнями с испусканием g-TA фонона порядка 10¹¹ с⁻¹, что выше темпа ухода из верхней рабочей подзоны. Поскольку масштаб локализации 1s-состояний доноров в кремнии довольно мал (~2 нм), можно ожидать, что их энергии и волновые функции в квантовокаскадной гетероструктуре изменятся слабо и, соответственно, вероятность перехода с испусканием g-TA фонона останется приблизительно такой же. С другой стороны, темпом опустошения верхней рабочей подзоны можно управлять, изменяя толщины соответствующих слоев в каскаде.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (грант № 09-02-01428), РФФИ-ННИО (№ 08-02-91951) и Федерального агентства по образованию (госконтракт П-1432 в рамках программы "Научные и научно-образовательные кадры России").

^{1.} Бекин Н.А., Шастин В.Н. // ФТП, 42, 622 (2008).

^{2.} Bekin N.A., Pavlov S.G. // Physica B, 404, 4716 (2009).

Блокада миграции возбужденных носителей в ансамблях нанокристаллов кремния, легированных фосфором

В.А. Беляков, В.А. Бурдов, А.А. Конаков

Нижегородский госуниверситет им. Н.И. Лобачевского, пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород. e-mail: dragon_bel@mail.ru

Как показывают эксперименты [1], легирование кремниевых нанокристаллов фосфором при определенных условиях увеличивает в несколько раз интенсивность их люминесценции. Этому эффекту было дано и теоретическое объяснение [2], основанное на возможности эффективного замешивания электронных состояний Х- и Г-долин за счет короткодействующего потенциала центральной ячейки иона фосфора. Как показали расчеты, скорость излучательной межзонной рекомбинации в нанокристаллах кремния, легированных фосфором, возрастала на 1–3 порядка по сравнению с нелегированными нанокристаллами.

Вместе с тем, в силу непрямозонности кремния, существенное влияние на излучение оказывают различные безызлучательные процессы. В ансамблях нанокристаллов одним из таких процессов является прямое туннелирование возбужденных носителей из одного нанокристалла (как правило, меньшего размера) в другой (больший).

В данной работе представлены результаты теоретического исследования процесса миграции электронов в сильно легированных фосфором нанокристаллах кремния. Расчёты были выполнены в рамках приближения огибающей функции для квантовых точек сферической формы. Кроме того, считалось, что примесь равномерно распределена по объёму квантовой точки.

На рисунке представлена скорость туннелирования электронов из нанокристалла с радиусом 1.5 нм в нанокристалл с радиусом 1.6 нм (сплошная линия), 1.8 нм (штриховая линия), 2.0 нм (штрихпунктирная линия), 2.2 нм (пунктир) в зависимости от концентрации доноров при температуре 77 К.

Нами были также выполнены расчеты скорости туннельного переноса в нелегированных нанокристаллах, которые показали, что переходы носителей сопровождаются участием фононов, причем наибольшей вероятностью обладают двухи трехфононные процессы. Легирование значительно уменьшает разброс в значениях энергий носителей для нанокристаллов разных размеров [3]. Это, в свою очередь, приводит к ослаблению роли трехфононных процессов, росту вероятности двухфононных процессов и в целом вероятности перехода. Причём, как видно из рисунка (см. поведение кривых до спада), с ростом разности между размерами эмитирующего и принимающего нанокристаллов увеличение скорости туннелирования по отношению к ее значению в нелегированном кристаллите становится заметнее.

Однако при сильном легировании электроны, эмитированные с доноров, заселяют нижние уровни в зоне проводимости нанокристаллов и блокируют переходы из соседних нанокристаллов. Как следствие, скорость туннельного перехода резко падает при достижении некоторого критического значения концентрации фосфора. С точки зрения повышения квантовой эффективности генерации фотонов в кремниевых нанокристаллах подавление миграции носителей, очевидно, следует расценивать как позитивный фактор, способствующий росту интенсивности излучения. В этом случае можно говорить, что легирование не только повышает эффективность излучательного канала, но и перекрывает один из возможных безызлучательных каналов релаксации.



Скорость туннелирования электронов в зависимости от концентрации доноров. Горизонтальная пунктирная линия – скорость излучательной рекомбинации в нанокристалле с радиусом 1.5 нм.

Работа была поддержана АВЦП «Развитие научного потенциала высшей школы», ФЦП «Научные и научно-педагогические кадры инновационной России», грантом Президента РФ для молодых ученых – кандидатов наук (МК-675.2009.2), а также некоммерческим фондом «Династия».

1. *Fujii, M.* Hyperfine Structure of the Electron Spin Resonance of Phosphorus-Doped Si Nanocrystals / M. Fujii, A. Mimura, S. Hayashi et al. // Phys. Rev. Lett. 2002. V. 89, № 20. P. 206805.

2. *Belyakov, V.A.* Γ-X mixing in phosphorus-doped silicon nanocrystals: Improvement of photon generation efficiency / V.A. Belyakov, V.A. Burdov // Phys. Rev. B. 2009. V. 79, P. 035302.

3. *Belyakov, V.A.* Valley-orbit splitting in doped nanocrystalline silicon: k·p calculations / V.A. Belyakov, V.A. Burdov // Phys. Rev. B. 2007. V. 76. P. 0453350.

Одновременная генерация ТЕ- и ТМ-мод в гетеролазере AllnGaAs/GaAsP/AlGaAs/GaAs с квантовыми ямами

Н.В. Байдусь¹, А.А. Бирюков¹, Б.Н. Звонков¹, С.М. Некоркин¹, В.Я. Алешкин², А.А. Дубинов², А.Н. Яблонский²

¹ Научно-исследовательский физико-технический институт ННГУ им. Н.И. Лобачевского, 603950, Нижний Новгород, пр. Гагарина, 23, корп. 3. ² Институт физики микроструктур РАН, 603950, Нижний Новгород, ГСП-105.

e-mail: biryukov@nifti.unn.ru

Исследование возможности создания двухчастотных гетеролазеров, предназначенных для выделения разностной частоты благодаря решеточной нелинейности полупроводников A³B⁵, связано с проблемой освоения дальнего инфракрасного диапазона длин волн. Осуществление устойчивой генерации в полупроводниковом лазере на двух частотных полосах затрудняется вследствие поглощения коротковолнового излучения в квантовой яме. генерирующей длинноволновое излучение. Решение данной проблемы может быть связано с использованием квантовых ям с контролируемой деформацией материала [1]. Если яма растянута в плоскости роста, то при не очень малых её толщинах верхняя дырочная подзона будет образована состояниями легких дырок. Если квантовая яма не деформирована или сжата в плоскости роста, тогда верхняя дырочная подзона будет сформирована состояниями тяжелых дырок. Тип верхней дырочной подзоны будет определять поляризацию генерируемой моды [2].

В настоящей работе был выращен и экспериментально исследован полупроводниковый лазер, генерирующий две частоты с разными поляризациями (ТЕО и ТМО моды). Структуры были выращены методом МОС-гидридной эпитаксии при пониженном давлении на установке AIX 200RF фирмы Aixtron. В качестве активных элементов для генерации ТМ-моды и ТЕ-моды были выбраны квантовые ямы (КЯ) GaAsP и AlInGaAs. Состав КЯ подбирался таким образом, чтобы одна из них являлась упруго растянутой (GaAsP), а вторая - упруго сжатой. В этом случае излучение первой поляризовано перпендикулярно плоскости КЯ, а второй - параллельно ему. Это было подтверждено измерением спектров фотолюминесценции со сколотого края гетероструктур.

Лазерная структура состояла из волноводного слоя $Al_{0,45}Ga_{0,55}As$ толщиной 800 нм, в центре которого располагались две вышеуказанных КЯ с расстоянием между ними 50 нм. Ограничивающие слои состояли из нелегированных слоев $Al_{0,80}Ga_{0,20}As$. Постростовая операция состояла из утонения GaAs подложки до толщины 150 мкм и деления полученной эпитаксиальной пластины на полоски шириной 1 мм. Таким образом, была изготовлена лазерная структура, предназначенная для оптической накачки.

Накачка гетеролазера осуществлялась импульсным излучением параметрического генератора света MOPO-SL ("Spectra-Physics") на длине волны 550 нм, направленным по нормали к лазерной структуре. Длительность возбуждающего импульса составляла 5 нс, энергия в импульсе – 10^{-5} – 10⁻³ Дж. Диаметр пучка составлял ~ 4 мм. Спектры лазерного излучения, выходящего через скол структуры, регистрировались при комнатной температуре с помощью решеточного монохроматора Acton 2300i и многоканального оптического анализатора ближнего ИК-диапазона OMA-V ("Princeton Instruments") на основе линейки фотодиодов InGaAs. Поляризационные измерения осуществлялись с помощью линейного поляризатора.

Спектры лазерной генерации, измеренные с помощью линейного поляризатора, приведены на рис. 1.



Рис. 1. Характерные спектры генерации, полученные при импульсной оптической накачке для двух поляризаций: *а* – поляризация параллельна плоскости квантовых ям; *б* – поляризация перпендикулярна плоскости квантовых ям.

Спектральные измерения показали, что генерация на длине волны 785 нм осуществлялась на ТЕ-моде, а на длине волны 820 нм генерировалась ТМ-мода. Пороговая плотность мощности оптической накачки, соответствующая началу возникновения лазерной генерации, составила ~ 10⁵ Вт/см².

При увеличении мощности оптической накачки наблюдалось существенное уширение линий лазерной генерации и их сдвиг в сторону больших длин волн, что может быть связано с разогревом структур излучением накачки (см. рис. 2). Этим же, по-видимому, объясняется падение интенсивности лазерной генерации, наблюдавшееся

при максимальных значениях мощности возбуждающего излучения.



Рис. 2. Спектральные зависимости двухполосной генерации при различных значениях мощности оптической накачки. Мощность увеличивается с номером кривой.

Хочется отметить, что двухполосная генерация на исследуемых гетеролазерах наблюдалась при увеличении мощности оптической накачки до ее максимальных значений. Конкуренции между TE- и TM-модами не наблюдалось. Таким образом, в работе продемонстрирована устойчивая двухполосная генерация на TE- и TMмодах в AlInGaAs/GaAsP/AlGaAs/GaAs полупроводниковом лазере с квантовыми ямами при оптической накачке.

Работа выполнена при поддержке грантов РФФИ 07-02-00486 а, 10-02-00371 а, 09-02-97025р_поволжье_а, а также Федеральной целевой программы «Научные и научно-педагогические кадры инновационной России» на 2009–2013 гг. (госконтракт № 2289) и программ фундаментальных исследований ОФН РАН № 12 «Современные проблемы радиофизики» и № 7 «Физические и технологические исследования полупроводниковых лазеров, направленных на достижение предельных параметров».

1. Алешкин, В.Я. Внутрирезонаторная генерация разностной частоты терагерцевого диапазона в двухчастотном InGaAsP/InP-лазере с квантовыми ямами InGaAs / В.Я. Алешкин, А.А. Дубинов // Квантовая электроника. 2009. Т. 39, № 8. С. 727–730.

2. *Bachmann, F.* High power diode lasers. Technology and applications / F. Bachmann, P. Loosen, R. Poprawe. – New York : Springer Science. – Business Media, 2007. – 530 c.

Резонанс Фано в спектре примесной фотопроводимости в полярных полупроводниках, легированных водородоподобной примесью

В.Я. Алёшкин, Д.И. Бурдейный, Л.В. Гавриленко

Институт физики микроструктур РАН, ГСП-105, Нижний Новгород, 603950. e-mail: aleshkin@ipm.sci-nnov.ru

Взаимодействие электронов с оптическими фононами приводит к резонансным особенностям в спектрах примесного поглощения и примесной фотопроводимости в спектральной области, соответствующей энергии оптического фонона. В кремнии, легированном бором и p-GaAs, эта особенность выглядит как провал в спектре фотопроводимости [1, 2]. В GaAs и InP, легированных мелкими донорами, эта особенность выглядит как асимметричный пик [3].

В работах [4, 5] был развит метод для описания этих особенностей для водородоподобной примеси в рамках формализма теории Фано [6] при взаимодействии электронов с полярными оптическими фононами. В этой теории форма резонанса описывается двумя величинами: шириной Г и безразмерным параметром Фано Q, который характеризует форму резонансной кривой. Обе эти величины для водородоподобной примеси зависят только от одного безразмерного параметра *n*, который равен отношению энергии фонона к энергии ионизации примеси. Поэтому возможно описание параметров резонанса Фано в спектрах примесной фотопроводимости полупроводников, легированных водородоподобной примесью, с помощью двух универсальных зависимостей $\Gamma(\eta)$ и $O(\eta)$. В настоящей работе найдены эти зависимости и рассчитаны параметры резонансов Фано для нескольких полупроводников А^{III}В^V и А^{II}В^{VI}, легированных мелкими донорами, которые хорошо описываются в рамках водородоподобной модели. Кроме того, исследовано влияние потенциала центральной ячейки на Г и Q в приближении, когда радиус действия этого потенциала много меньше боровского радиуса донора.

Для нахождения спектра примесной фотопроводимости необходимо вычислить зависимость матричного элемента дипольного момента электронного перехода из основного состояния примеси в непрерывный спектр от энергии конечного состояния. Для этого необходимо найти волновую функцию непрерывного спектра с учетом взаимодействия состояний континуума с резонансным состоянием, в котором электрон находится в основном состоянии примеси и имеется оптический фонон. Волновая функция находилась из решения уравнения Шредингера с гамильтонианом:

$$\hat{H} = \hat{H}_{free} + \hat{H}_{Coulomb} + \hat{H}_{e-ph} + \hat{H}_{ph}, \qquad (1)$$

где $\hat{H}_{free} = p^2/(2m), \ \hat{H}_{Coulomb} = -e^2/(\kappa_0 r),$

$$\hat{H}_{e-ph} = \sum_{\mathbf{q}} V(q) \exp(-i\mathbf{q}\mathbf{r})\hat{b}_{\mathbf{q}}^{+} + h.c.$$
(2)

– гамильтониан электрон-фононного взаимодействия, $\hat{b}_{\mathbf{q}}^+$ и $\hat{b}_{\mathbf{q}}$ – фононные операторы рождения и уничтожения; $V(q) \equiv q^{-1} \sqrt{2\pi \hbar \omega_0 / (V \overline{\kappa})}$; **q** и ω_0 – волновой вектор и частота оптического фонона; $\overline{\kappa}^{-1} = \kappa_{\infty}^{-1} - \kappa_0^{-1}$, где κ_0 и κ_{∞} – низкочастотная и высокочастотная диэлектрические проницаемости кристалла; \hat{H}_{ph} — гамильтониан системы фононов в представлении вторичного квантования.

Волновая функция стационарного состояния с энергией *Е* ищется в виде

$$\Psi(E) = \sum_{\mathbf{q}} a_{\mathbf{q}}(E) |\phi_{\mathbf{q}}\rangle + \int dE' b(E, E') |\psi(E')\rangle, \quad (3)$$

где $|\phi_{\mathbf{q}}\rangle$ – волновая функция резонансного состояния с фононом, обладающим волновым вектором \mathbf{q} , $|\psi(E)\rangle$ – волновая функция непрерывного спектра. Коэффициенты $a_{\mathbf{q}}(E)$ и b(E, E')вычисляются в рамках теории Фано [6].

Матричный элемент оператора дипольного перехода между начальным состоянием $|i\rangle$ и конечным $\Psi(E)$ в окрестности резонанса может быть представлен в виде

$$\left\langle \Psi(E) \middle| V_{ph} \middle| i \right\rangle = \frac{\left\langle \psi(E) \middle| V_{ph} \middle| i \right\rangle \cdot \Gamma(\eta) / 2}{\sqrt{\left(E - E_{\phi}\right)^2 + \Gamma^2(\eta) / 4}} \times \left\{ Q(\eta) + \frac{E - E_{\phi}}{\Gamma(\eta) / 2} \right\},\tag{4}$$

где

$$\Gamma(\eta) = \hbar \omega_0 \left(\frac{\kappa_0}{\kappa_\infty} - 1 \right) \cdot g(\eta) \tag{5}$$

- ширина резонансной кривой.

На рис. 1 приведены вычисленные зависимости $g(\eta)$ и $Q(\eta)$. Для вычисления использовались выражения для матричных элементов, полученные в [5].



С использованием данных зависимостей были проведены вычисления величин $\Gamma(\eta)$ и $Q(\eta)$ для некоторых полупроводников $A^{III}B^V$ и $A^{II}B^{VI}$, доноры в которых с хорошей точностью описываются водородоподобной моделью. Результаты этих вычислений приведены в таблице.

Материал	Ширина линии Г, мэВ	Параметр Q
InP	0.296	3.657
InAs	0.113	6.015
InSb	0.108	6.466
GaAs	0.935	4.023
β-GaN	1.901	2.148
GaSb	0.062	5.607
ZnSe	5.402	0.566
CdSe	3.447	0.932
CdTe	2.225	1.303

Параметры Г и Q, характеризующие резонанс Фано

Отметим, что к настоящему времени резонансы Фано в спектрах фотопроводимости обнаружены среди приведённых полупроводников только в GaAs и InP.

Далее в краткой форме приводятся результаты исследования влияния потенциала центральной ячейки на параметры Фано Г и *Q*.

Потенциал центральной ячейки изменяет энергию и волновую функцию основного состояния донора. Радиус действия этого потенциала порядка межатомного расстояния, поэтому мы будем полагать, что он слабо влияет на состояния *P*-типа, поскольку волновая функция этих состояний близка к нулю в области действия потенциала центральной ячейки.



Рис. 2. Кривые $g(\eta = \text{fixed}, s)$ для нескольких полупроводников.

Параметры Γ и Q при учёте химического сдвига вычисляются с использованием основного состояния, вычисленного путём решения уравнения Шредингера, когда потенциал центральной ячейки имеет нулевой радиус, и с использованием р-состояний, найденных в рамках водородоподобной модели. Таким образом, параметры резонанса

Фано могут быть описаны с помощью двух универсальных функций двух аргументов: η и химического сдвига энергии основного состояния донора. Эти функции найдены численно.

Обозначим через *s* величину химического сдвига энергии основного состояния донора, измеряемую в кулоновских единицах $e^4m \cdot \hbar^{-2}\kappa_0^{-2}$ (в большинстве полупроводников *s* < 0). На рис. 2 и 3 приведены зависимости *g*(*s*) и *Q*(*s*) для некоторых полупроводников (для каждого материала значение η фиксировано).



Рис. 3. Кривые $Q(\eta = \text{fixed}, s)$ для нескольких полупроводников.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (грант 10-02-00311-а) и программы фундаментальных исследований Президиума РАН «Основы фундаментальных исследований нанотехнологий и наноматериалов».

1. *Watkins, G.D.* Resonant interactions of optical phonons with acceptor continuum states in silicon / G.D. Watkins, W.B. Fowler // Phys. Rev. B. 1977. V. 16. P. 4524–4529.

2. Алёшкин, В.Я. Резонанс Фано в спектре примесного фототока в полупроводниках, легированных мелкими донорами / В.Я. Алёшкин, А.В. Антонов, Л.В. Гавриленко, В.И. Гавриленко // ЖЭТФ. 2005. Т. 128. С. 822–830.

3. *Jin, K.* Phonon induced photoconductive response in doped semiconductors / K. Jin, J. Zhang, Z. Chen, et al. // Phys. Rev. B. 2001. V. 64. P. 205203.

4. Штенберг, В.Б. Резонансы Фано в спектрах примесного фототока / В.Б. Штенберг, А.М. Сатанин // Наноструктуры и наноэлектроника : 12 Международный симпозиум : Тезисы, 10–14 марта 2008 г. Т. 2. С. 370.

5. Алёшкин, В.Я. Резонансы Фано в спектре примесной фотопроводимости InP, легированного мелкими донорами / В.Я. Алёшкин, А.В. Антонов, В.И. Гавриленко, Л.В. Гавриленко, Б.Н. Звонков // ФТТ. 2008. Т. 50. С. 1162.

6. *Fano, U.* Effects of configuration interaction on intensities and phase shifts / U. Fano // Phys. Rev. 1961. V. 124. P. 1866.

Оже-рекомбинация в кремниевых нанокристаллах

В.А. Бурдов, Н.В. Курова, В.А. Беляков

ННГУ им. Н.И. Лобачевского, 603950, пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород. e-mail: burdov@phys.unn.ru

Известно, что оже-рекомбинация является одним из наиболее эффективных механизмов энергетической релаксации в кремниевых нанокристаллах при условии, что количество возбужденных носителей в зоне проводимости и в валентной зоне окажется больше двух. Как показали расчеты, выполненные с помощью метода сильной связи [1], эмпирического псевдопотенциала [2] или приближения огибающей [3], характерные значения скорости оже-процесса могут варьироваться в пределах от 10^6 до 10^{11} с⁻¹ в нанокристаллах с размерами 1.5-4 нм. К сожалению, полученные в работах [1-3] скорости вычислялись для некоторого ограниченного набора значений радиусов кристаллитов, отделенных друг от друга достаточно большими интервалами, что не дает полного представления о зависимости скорости от размера.

Как показывают наши вычисления, проделанные в рамках приближения огибающей, скорость оже-процесса сильно осциллирует как функция радиуса R, что является отражением резонансного характера процесса в нанокристаллах. Очевидно, в силу дискретности спектра носителей, ожепроцесс будет возможен только в том случае, когда энергия межзонного перехода, передаваемая одним электроном другому (в случае, например, eeh-процесса), совпадет с энергией какого-либо внутризонного перехода в зоне проводимости. Если же совпадения не будет, вероятность такого процесса оказывается на несколько порядков меньше. Изменение радиуса нанокристалла приводит к неодинаковому изменению энергий как межзонного, так и внутризонного переходов. В результате энергия межзонного перехода поочередно входит в резонанс с энергией того или другого внутризонного перехода.

Расчет скорости оже-процесса выполнялся с помощью золотого правила Ферми:

$$\tau^{-1} = \frac{2\pi}{\hbar} \left| V_{if} \right|^2 \Delta \left(E_f - E_i \right),$$

где дельта-функция была однородно «уширена» до некоторой характерной ширины 2Г :

$$\Delta(x) = \frac{1}{\pi} \frac{\Gamma}{x^2 + \Gamma^2}$$

Энергии E_i и E_f соответствуют начальному и

конечному состояниям двухэлектронной системы. В начальном состоянии в нанокристалле есть два электрона в зоне проводимости, находящиеся на нижнем уровне энергии, а в валентной зоне – одно незанятое состояние с наивысшей энергией, т.е. дырка, находящаяся в своем основном состоянии. Конечному состоянию отвечает полностью заполненная валентная зона и один электрон в зоне проводимости, возбужденный на уровень, близкий к энергии электронно-дырочного перехода. Подчеркнем, что в силу размытия дельта-функции в золотом правиле Ферми, строгого выполнения закона сохранения энергии в процессе не требуется. Двухэлектронные состояния будем описывать произведениями соответствующих одночастичных волновых функций, пренебрегая обменными эффектами.

Потенциальная энергия $V(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2)$ экранированного кулоновского взаимодействия двух электронов, возникающая в золотом правиле Ферми, имеет дальнодействующую и короткодействующую составляющие. Дальнодействующая составляющая, являющаяся водородоподобной в объемном полупроводнике, в нанокристалле модифицируется за счет возникновения поляризационных зарядов на границе нанокристалла. Напротив, короткодействующая составляющая практически не меняет своего вида по отношению к объемному материалу и может быть описана в рамках модели, предложенной, например, в [4]. Как показывают вычисления, именно короткодействующая часть потенциала взаимодействия является определяющей для оже-процесса.

Анализируя результаты расчетов, следует отметить два принципиальных момента. Первое – это, как уже говорилось, резонансный характер скорости оже-рекомбинации. Второе – резкое падение вероятности оже-процесса с ростом радиуса нанокристалла. Последнее, очевидно, является непосредственным следствием непрямозонности кремния.

Работа была поддержана ФЦП «Научные и научно-педагогические кадры инновационной России», АВЦП «Развитие научного потенциала высшей школы», грантом Президента РФ для молодых ученых, а также некоммерческим фондом «Династия».

1. *Delerue, C.* Nanostructures. Theory and Modelling / C. Delerue, M. Lannoo. – Berlin: Heidelberg : Springer-Verlag, 2004. – 305 p.

2. Sevik, C. Auger recombination and carrier multiplication in embedded silicon and germanium nanocrystals / C. Sevik, C. Bulutay // Phys. Rev. B. 2008. V. 77, № 12. P. 125414.

3. *Mahdouani, M.* Investigation of Auger recombination in Si and Ge nanocrystals embedded in SiO₂ matrix / M. Mahdouani, R. Bourguiga, S. Jaziri, S. Gardelis, A.G. Nassiopoulou // Physica E. 2009. V. 42. P. 57–62.

4. *Pantelides, S.T.* Theory of localized states in semiconductors. I. New results using an old method / S.T. Pantelides, C.T. Sah // Phys. Rev. B. 1974. V. 10, № 2. P. 621–637.

Моделирование методом Монте-Карло транспорта горячих электронов в диоде Мотта

С.В. Оболенский¹, Н.В. Востоков², А.В. Мурель², В.И. Шашкин²

¹Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского, 603950, Нижний Новгород.

²Институт физики микроструктур РАН, ГСП-105, 603950, Нижний Новгород.

Барьерный контакт металла с полупроводником, имеющий на границе промежуточный нелегированный і-слой, называется контактом Мотта [1]. В работе проведено моделирование транспорта электронов в GaAs диоде Мотта со специальным барьерным контактом методом Монте-Карло в самосогласованном электрическом поле. В качестве барьерного контакта рассмотрен контакт металл – полупроводник со встроенным в нескольких нанометрах от границы с металлом блегированным слоем, который увеличивает вероятность туннельного прохождения электронов через потенциальный барьер [2, 3]. Катод диода представлял собой сильно легированный *n*⁺-слой полупроводника (подложку) с омическим контактом, имеющим пренебрежимо малое сопротивление

В работе использовалась самосогласованная математическая модель транспорта электронов на основе метода моделирования Монте-Карло и уравнения Пуассона, определяющего распределение потенциала и электрического поля в приборе. Моделировалось квазибаллистическое движение электронов при прямых смещениях и комнатной температуре. Расчет проводился в несколько этапов, позволивших оптимизировать модель за счет использования специальных граничных условий [4] в области старта электронов и процедуры прямого моделирования процесса туннелирования через барьер. Предложенные граничные условия позволили исключить из рассмотрения область *n*⁺ подложки, что существенно повысило эффективность метода Монте-Карло за счет снижения объемов вычислений. Сравнительный расчет, проведенный с предложенными и стандартными граничными условиями, показал, что количество частиц, необходимых для получения решения с заданной точностью, снизилось в 3...12 раз в зависимости от уровня внешнего напряжения. Это обстоятельство позволяет сделать вывод о возможности использования метода Монте-Карло для оптимизации параметров реальных детекторных диодов. Обычно подобное исследование весьма затруднительно из-за больших объемов компьютерных вычислений и ограниченного времени, которое допустимо затратить на проведение таких расчетов. Учет туннелирования через барьер проводился в рамках вероятностного моделирования, для чего вводился дополнительный механизм рассеяния (прохождения или отражения) на туннельном барьере на границе металл – полупроводник. Для расчета вероятности туннелирования через барьер использовался подход Мерфи и Гуда [5], который ранее уже применялся авторами для моделирования диода Мотта в аналитическом приближении [6, 7].



Рис. 1. Положение дна зоны проводимости в *i*-слое диода Мотта при двух различных прямых напряжениях. Аналитический расчет (Аналит) – данные из [7], метод Монте-Карло (МК) – настоящая работа.



Рис. 2. Распределение напряженности электрического поля в *i*-слое диода Мотта при двух различных прямых напряжениях. Аналитический расчет (Аналит) – данные из [7], метод Монте-Карло (МК) – настоящая работа.

В качестве примера на рис. 1–3 представлены результаты расчета профиля дна зоны проводимости, распределения электрического поля и концентрации электронов в *i*-слое при прямых напряжениях на диоде 0 и 0.1 В. Граница с подложкой расположена в плоскости x = 0, δ -слой – в плоскости x = 100 нм. Расстояние от δ -слоя до границы с металлом 4.7 нм. Концентрация легирующей примеси в δ -слое $8.8 \cdot 10^{12}$ см⁻². Уровень легирования подложки $5 \cdot 10^{17}$ см⁻³. Энергия отсчитывается от дна



Рис. 3. Распределение концентрации электронов в *i*слое диода Мотта при двух различных прямых напряжениях. Аналитический расчет (Аналит) – данные из [7], метод Монте-Карло (МК) – настоящая работа.

зоны проводимости квазинейтральной области подложки. Пустыми символами показаны кривые, рассчитанные с помощью аналитического локально-полевого термоэмиссионно-диффузионного подхода из работы [7], закрашенными символами – зависимости, рассчитанные методом Монте-Карло. Хорошее совпадение соответствующих зависимостей, рассчитанных с помощью различных подходов, связано с тем, что при выбранных параметрах δ-легирования (концентрация легирующей примеси в δ-слое и его расположение) падение напряжения на туннельном барьере много больше, чем на *i*-слое. Электронный газ в полупроводнике близок к равновесию, поэтому отсутствуют эффекты, связанные с разогревом.

Приведенный пример является прямой проверкой предложенной в настоящей работе оригинальной схемы метода Монте-Карло, которая позволяет моделировать одновременно как процессы, происходящие в объеме полупроводника, так и контактные явления и может быть использована для анализа работы приборов. Совпадение с результатами, полученными методом Монте-Карло, подтверждает правомерность гидродинамического подхода работы [7], который оказывается верным даже для малых (100 нм) толщин *i*-слоя.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (грант № 08-02-13582) и программы ОФН РАН.

1. Mott N.F. // Proc. Cambr. Phil. Soc. 34, 568 (1938).

2. Шашкин В.И., Мурель А.В., Дроздов Ю.Н., Данильцев В.М., Хрыкин О.И. // Микроэлектроника, **26**, 57 (1997).

3. Шашкин В.И., Мурель А.В., Данильцев В.М., Хрыкин О.И. // ФТП, **36**, 537 (2002).

4. Шашкин В.И., Мурель А.В. // ФТТ, **50**, 519 (2008).

5. Murphy S.G., Good R.H. // Phys. Rev., 102, 1464 (1956).

6. Шашкин В.И., Мурель А.В. // ФТП, **38**, 574 (2004).

7. Shashkin V.I. and Vostokov N.V. // J. Appl. Phys., 106, 043702 (2009).

Оптические переходы в нанокристаллах Si в матрице SiO₂

О.Б. Гусев, А.А. Прокофьев, О.А. Маслова, Е.И. Теруков

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

e-mail: oleg.gusev@mail.ioffe.ru

Недавно в работах [1, 2] было теоретически рассмотрено пространственное квантование энергетического спектра нанокристаллов кремния (НК) в матрице диоксида кремния. Важная особенность этих работ — рассмотрение квантования зоны проводимости кремния вблизи Г-точки зоны Бриллюэна. Учет такого квантования приводит к появлению уровней размерного квантования ниже и выше энергии прямого оптического перехода объемного кремния (3,32 эВ) и энергетической щели между ними (рис. 1.).

Согласно полученным теоретическим расчетам, вероятность прямых излучательных переходов ниже энергии прямого оптического перехода составляет порядка 10⁸ с⁻¹, что на несколько порядков больше, чем вероятность непрямого оптического перехода (10^4 c^{-1}) . Таким образом, в спектрах фотолюминесценции нанокристаллов кремния даже при возбуждении ниже 3,32 эВ должны наблюдаться две полосы ФЛ. соответствующие прямым (быстрая ФЛ) и непрямым (медленная ФЛ) оптическим переходам. Основным подтверждением теории можно считать (экспериментально наблюдаемый) энергетический сдвиг в разные стороны двух полос ФЛ в области 2,5 эВ (быстрая ФЛ) и 1,5 эВ (медленная ФЛ) с изменением размеров нанокристаллов [1].



Рис. 1. Зонная диаграмма кристаллического кремния в направлении [001]. Показано влияние размерного квантования на энергетический спектр нанокристалла кремния.

В этой работе мы исследовали поглощение и фотолюминесценцию нанокристаллов кремния как при импульсном, так и при непрерывном возбуждении ниже края прямого поглощения объемного кремния и сопоставили полученные экспериментальные результаты с теоретической моделью [1, 2]. Образцы — нанокристаллы кремния в диоксиде кремния на кварцевой подложке — были выращены в лаборатории Т. Gregorkiewicz (Университет Амстердама). По результатам исследования рамановского рассеяния размер нанокристаллов соответствовал для образцов: I - 8 нм; 2 - 6,5 нм; 3 - около 3 нм. На рис. 2 показаны спектры поглощения этих образцов. Для сравнения на этом же рисунке приведен спектр поглощения объемного кремния при комнатной температуре [3].



Рис. 2. Спектры поглощения Si-nc разных размеров. Точки – поглощение объемного кремния.

Как видно из рис. 2, выше энергии 3,32 эВ, соответствующей прямой запрещенной зоне объемного кремния при T = 300 К, край поглощения нанокристаллов смещается в сторону больших энергий с уменьшением их размеров. Величина наблюдаемого сдвига хорошо согласуется с теоретическими расчетами. Для образца с нанокристаллами большого размера (8 нм) в области 2,9 эВ наблюдается уменьшение поглощения, что в рамках модели [1, 2] можно объяснить появлением энергетической щели между уровнями размерного квантования выше и ниже энергии прямой запрещенной зоны (см. рис. 1).

Необходимо отметить, что положение линии ФЛ, соответствующей непрямой излучательной рекомбинации экситона из основного состояния, по которой иногда определяют размер нанокристаллов, не всегда соответствует размеру НК, определяющих спектр поглощения. Это может быть связано, например, с наличием двух (нескольких) групп нанокристаллов разного размера и концентрации. НК меньшего размера имеют большую вероятность излучательной рекомбинации и, соответственно, могут давать больший вклад в наблюдаемую медленную ФЛ даже при малых концентрациях. Нанокристаллы же большего размера имеют меньшую вероятность излучательных переходов и, соответственно, дают слабый вклад в ФЛ. Однако при больших концентрациях именно они в основном определяют спектр поглощения.

На рис. 3 приведен спектр, полученный при возбуждении импульсным азотным лазером на длине волны 337 нм с длительностью импульса 8 нс и частой повторений 25 Гц.



Рис. 3. Спектры ФЛ Si-nc, полученные при окнах задержки регистрации: 1) 0–50, 2) 50–100, 3) 150–200, 4) 200–250 мкс относительно импульса возбуждения.

Видно, что наблюдаются две полосы ФЛ: быстрая, обусловленная прямыми переходами (2,5 эВ), и медленная, вызванная непрямыми переходами (1,5 эВ). При смене окна регистрации с 0–50 мкс на 200–250 мкс интенсивность быстрой ФЛ сильно уменьшается. Необходимо отметить, что это уменьшение в нашем случае определяется временным разрешением схемы регистрации (100 мкс). Время спада медленной, экситонной ФЛ около 200 мкс.

Как показали наши исследования ФЛ нанокристаллов с размерами от 3 до 7 нм, в области 2 эВ независимо от размера НК всегда наблюдается минимум интенсивности ФЛ (см. рис. 3). Полученные результаты согласуются с экспериментальными данными, приведенными в [4] для коротких времен регистрации сигнала ФЛ. Таким образом, область энергий вблизи 2 эВ разделяет полосы быстрой и медленной ФЛ. Заметим, что эта энергия соответствует середине энергетического расстояния между экстремумами зон в Δ - и Г-точках.

Рис. 3 демонстрирует, что интенсивность медленной ФЛ при тех же условиях регистрации уменьшается незначительно и наблюдается сдвиг полосы ФЛ в красную сторону. Мы полагаем, что этот сдвиг обусловлен дисперсией размеров нанокристаллов. В этом случае происходит передача энергии от нанокристаллов меньших размеров к нанокристаллам больших размеров за счет диполь-дипольного взаимодействия, что и отражается на положении максимума ФЛ. Из экспериментальных данных время передачи энергии для этого образца ~100 мкс.

На рис. 4 показана экспериментальная зависимость времени спада интенсивности ФЛ от энергии оптического перехода. Измерения были выполнены при возбуждении ФЛ лазерным светодиодом GaN, излучающим на длине волны 402 нм. Важно отметить, что время спада практически не зависит от положения максимума интенсивности полосы ФЛ конкретного образца (размера НК), т. е. время спада определяется только энергией оптического перехода. Зависимость, представленная на рис. 4, получена на образце, содержащем Si-nc с размерами 4,5 нм.



Рис. 4. Время спада интенсивности (медленной) ФЛ Si-nc в зависимости от энергии перехода. Температура 300 К. Пунктиром показана расчетная зависимость излучательного времени жизни экситона [2].

Экспериментальное время спада интенсивности ФЛ значительно меньше рассчитанного излучательного времени жизни экситонов во всем диапазоне проведенных измерений (см. рис. 4), т. е. при комнатной температуре рекомбинация в НК в основном безызлучательная. Однако с уменьшением размеров НК различие между рассчитанным излучательным временем жизни и наблюдаемым резко сокращается.

Таким образом, в работе исследованы спектры Φ Л и поглощения нанокристаллов кремния в матрице SiO₂. Полученные экспериментальные результаты находятся в согласии с разработанной ранее теоретической моделью [1, 2].

Работа выполнена при поддержке программы президиума РАН «Физика новых материалов и структур».

1. Prokofiev A.A., Moskalenko A.S., Yassievich I.N., Boer W.D.A.M. de, Timmerman D., Zhang H., Buma W.J., Gregorkiewicz T. Direct bandgap optical transitions in Si nanocrystals // Письма в ЖЭТФ. Т. 90 (12), 856 (2009).

2. Moskalenko A.S., Berakdar J., Prokofiev A.A., Yassievich I.N. Single-particle states in spherical Si/SiO2 quantum dots // Phys. Rev. B. V. 76, 085427 (2007).

3. *Dargys A., Kundrotas J.* Handbook on Physical Properties of Ge, Si, GaAs and InP. Vilnius: Science and Encyclopedia Publishers, 1994.

4. Каганович Э.Б., Манойлов Э.Г., Базылюк И.Р., Свечников С.В. Спектры фотолюминесценции нанокристаллов кремния // ФТП. Т. 37(3), 353 (2003).

Управление длиной волны излучения квантовых ям InGaAs/GaAs и лазерных структур на их основе с помощью протонного облучения

С.А. Ахлестина, В.К. Васильев, О.В. Вихрова, Ю.А. Данилов, Б.Н. Звонков, С.М. Некоркин

Научно-исследовательский физико-технический институт ННГУ им. Н.И. Лобачевского, пр. Гагарина, 23, корп. 3, Нижний Новгород. e-mail: danilov@nifti.unn.ru

Модифицирование светоизлучающих свойств квантово-размерных структур путем имплантации протонов и последующего термического отжига считается одним из перспективных приемов создания современных оптоэлектронных интегральных схем. В частности, показано, что оптимальный подбор энергии протонов, дозы облучения и температуры отжига позволяет эффективно управлять энергией основного перехода квантовых ям (КЯ) и длиной волны излучения лазерных структур GaAs/AlGaAs [1, 2]. Данная работа посвящена исследованию возможности управления длиной волны излучения структур и лазерных структур с напряженными квантовыми ямами InGaAs/GaAs посредством протонного облучения.

Исследуемые гетероструктуры InGaAs/GaAs и InGaAs/GaAs/InGaP лазерные структуры формировались методом МОС-гидридной эпитаксии при 650 °C на подложках *n*-GaAs (100).

Гетероструктуры InGaAs/GaAs типа A содержали три квантовые ямы шириной 10–12 нм с различным содержанием индия (11, 16 и 23 ат. %), разделенные спейсерными GaAs-слоями толщиной ~0.4 мкм. Имплантация ионов H⁺ с энергией 120 и 150 кэВ осуществлялась при комнатной температуре мишени. Расчеты распределений дефектов в ионно-имплантированных гетероструктурах выполнены с помощью программы TRIM [3].



Рис. 1. Распределения первичных вакансий галлия в структурах типа А при имплантации протонов с энергией 120 и 150 кэВ: кривая I – дозы ионов равны соответственно 5·10¹³ и 1·10¹³ см⁻²; кривая $2 - 2\cdot10^{14}$ и 3·10¹³ см⁻².

На рис. 1 показана схема структуры типа A с тремя квантовыми ямами и распределение дефектов для двух указанных выше энергий протонов. Расчет распределений дефектов (в единицах [см⁻¹], т. е. количество дефектов, созданных одним

ионом на единице длины пробега) проведен при значениях пороговой энергии смещения атомов из узлов кристаллической решетки 9 эВ (для Ga) и 10 эВ (для As). Для получения концентрации дефектов [см⁻³] расчетную величину необходимо умножить на дозу ионов. Поскольку в процессе ионно-имплантацион-ного перемешивания определяющую роль играют вакансии галлия, то распределение именно V_{Ga} приведено на рис. 1. Как известно, моноэнергетическая имплантация ионов приводит к существенно неоднородному распределению концентраций дефектов по глубине, поэтому мы использовали последовательное облучение образцов структур А (в которых квантовые ямы отстоят друг от друга на значительные расстояния) протонами с энергиями 120 и 150 кэВ. Конкретные дозы имплантации указаны в подписи к рис. 1. Следует отметить, что реальная концентрация V_{Ga} ниже расчетной величины, поскольку при использовании программы TRIM учитываются только первичные процессы, а процессы рекомбинации вакансий с междоузельными атомами и антиструктурными дефектами могут происходить даже при комнатной температуре в процессе ионной имплантации.

Далее исходные (контрольные) и модифицированные облучением образцы структур подвергались изохронному термическому отжигу при 450–750 °C в течение 15 мин. в потоке азота. Спектры фотолюминесценции (ФЛ) образцов структур и спектральные характеристики лазеров исследовались при 77 К; для возбуждения использовали He-Ne лазер с мощностью 30 мВт.

На рис. 2 показаны спектры ФЛ структур типа А до и после имплантации и отжига. В результате имплантации протонов интенсивность ФЛ значительно (на несколько порядков величины) снижается как следствие введения высокой концентрации радиационных дефектов. После термического отжига наблюдалось восстановление интенсивности ФЛ. В частности, после отжига при 550 °С интенсивность пиков ФЛ ниже исходной приблизительно на 2 порядка величины. При этом сдвига положений пиков не наблюдалось. Практически полное восстановление интенсивности ФЛ и сдвиг положений пиков наблюдалось в результате отжига при 700 °С. Оказалось также, что величина сдвига пиков ФЛ зависит от дозы ионов. Суммируя результаты исследования структур типа А, можно утверждать, что облучение протонами и последующий термический отжиг при температуре 700 °С позволяют уменьшить длину волны излучения квантовых ям в структурах на величину от 5 до 20 нм с ростом суммарной дозы от $6 \cdot 10^{13}$ до 10^{16} см⁻², при этом значительное уменьшение интенсивности наблюдается, начиная с дозы 10^{15} см⁻². Отжиг при 750 °C не вызывает значительных изменений в спектрах ФЛ контрольных структур, но приводит к деградации поверхности. Наблюдаемый «синий» сдвиг можно объяснить процессами атомного перемешивания на границе раздела In-GaAs/GaAs, возникающего в процессе отжига благодаря стимулированной вакансиями галлия взаимодиффузии атомов Ga и In.



Рис. 2. Спектры фотолюминесценции структур типа А: l - исходная (неимплантированная) структура; 2 имплантированная протонами с энергией 120 и 150 кэВ и дозой ионов $2 \cdot 10^{14}$ и $3 \cdot 10^{13}$ см⁻² соответственно после отжига при 550 °C, 3 - после отжига при 700 °C.

На основе полученных данных была определена оптимальная доза ионов H^+ (6·10¹⁴ см⁻²) с энергией 150 кэВ для имплантационного модифицирования InGaAs/GaAs/InGaP лазерных структур (структуры типа Б). Исследуемые лазерные структуры имели активную область с двумя напряженными InGaAs квантовыми ямами шириной ~ 8 нм, разделенными 70 нм слоем GaAs. Толщины контактного слоя p-GaAs, InGaP ограничивающих и GaAs волноводных слоев составляли 0.27, 0.7 и 0.37 мкм соответственно. После нанесения омических контактов структуры раскалывались на чипы с размерами 1.0×0.25 мм (1.0 мм - длина резонатора). На рис. 3 показана схема поперечного сечения структур типа Б и распределение вакансий галлия по глубине.



Рис. 3. Схема поперечного сечения структур типа Б и расчетное распределение вакансий галлия по глубине в них при имплантации протонов с энергией 150 кэВ.

На рис. 4 представлены спектры излучения, полученного при непрерывной накачке, для полосковых лазеров, изготовленных из структур типа Б как исходных (спектр 1), так и имплантированных протонами и отожженных (спектр 2). Видно, что выбранные режимы имплантации и отжига позволили получить сдвиг на 8 нм длины волны лазерного излучения модифицированных областей с малыми потерями интенсивности при сохранении качества поверхности лазерных структур. Тем не менее некоторое уменьшение интенсивности излучения модифицированной лазерной структуры наблюдалось, поэтому ток накачки в имплантированной и отожженной структуре увеличен от 1.7 А до 2 А (для показанных на рис. 4 спектров 1 и 2 соответственно).



Рис. 4. Спектры излучения лазеров, измеренные при 77 К и непрерывной накачке: 1 - исходная структура типа Б; 2 - имплантированная H^+ (энергия 150 кэВ и доза $6 \cdot 10^{14}$ см⁻²) и отожженная при 700 °C в течение 15 мин.

Предполагается использовать имплантацию протонов для получения двухполосного излучения на одном чипе и создания двухполосных полупроводниковых InGaAs/GaAs/InGaP лазеров, предназначенных для генерации когерентного излучения среднего и дальнего ИК-диапазонов в результате смешения излучаемых мод за счет квадратичной оптической нелинейности полупроводника [4].

Работа выполнена при поддержке грантов РФФИ 07-02-00486а, 08-02-00548а, 09-02-97025 р_поволжье_а и 08-02-97038 р_поволжье_а, АВЦП «Развитие потенциала высшей школы» 2.2.2.2/4297.

1. Large energy shifts in GaAs-AlGaAs quantum wells by proton irradiation-induced intermixing / H.H. Tan, J.S. Willams, C. Jagadish, P.T. Burke, M. Gal // Appl. Phys. Lett. 1996. V. 68, № 17. P. 2401–2403.

2. Tan, H.H. Wavelength shifting in GaAs quantum well lasers by proton irradiation / H.H. Tan, C. Jagadish // Appl. Phys. Lett. 1997. V. 71, N 18. P. 2680–2682.

3. *Ziegler, J.F.* The stopping and ranges of ions in solids / J.F. Ziegler, J.P. Biersack, U. Littmark. – New York : Pergamon Press, 1985.

4. Room-temperature intracavity difference-frequency generation in butt-joint diode lasers / B.N. Zvonkov, A.A. Biryukov, A.V. Ershov, S.M. Nekorkin, V.Ya. Aleshkin, V.I. Gavrilenko, A.A. Dubinov, K.V. Maremyanin, S.V. Morozov, A.A. Belyanin, V.V. Kocharovsky, VI.V. Ko-charovsky // Appl. Phys. Lett. 2008. V. 92. Art. № 021122.

Свойства пористого кремния, пропитанного теллуридным стеклом с примесями РЗМ

Е.С. Демидов, А.Н. Михайлов, А.И. Белов, М.В. Карзанова, Н.Е. Демидова, Ю.И. Чигиринский, А.Н. Шушунов, Д.И. Тетельбаум, О.Н. Горшков, Е.А. Европейцев

Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского, просп. Гагарина, 23, Нижний Новгород. e-mail: demidov@phys.unn.ru

Известна возможность использования нанокристаллов кремния (nc Si) и дополнительной примеси иттербия в оксиде кремния SiO₂ для увеличения эффективности фотолюминесценции (ФЛ) Er^{3+} вблизи длин волн 1530 нм [1]. В настоящей работе сообщается о результатах продолжения [2] исследования возможности сконцентрировать в тонкоплёночной структуре полезные свойства одного из самых эффективных для ФЛ ионов Er^{3+} матричных материалов – теллуридного стекла (TC) и многоканальную передачу nc Si \rightarrow Er^{3+} , nc Si \rightarrow Yb³⁺ \rightarrow Er³⁺ по схеме, показанной на рис. 1.



Рис. 1. Возможные варианты многоканальной передачи энергии возбуждения к ионам Er^{3+} через наночастицы кремния и ионы Yb^{3+} при накачке нанокристаллов кремния излучением с длинами волн меньше 780 нм. Широкими серыми стрелками показаны излучательные переходы, чёрными – переходы в возбуждённое состояние.

Такие структуры представляют интерес для оптоэлектроники на основе кремния. Изучались люминесценция, поперечный транспорт тока и ЭПР в пористом кремнии (ПК), поры которого пропитывались вплавлением ТС. Отрабатывалась оптимизация вплавления в ПК низкоплавкого ТС, содержащего Te, W, La, с температурой размягчения 250 °C. Содержание примесей Yb и Er в TC составляло 1-4%. Определены условия, когда взаимодействие nc Si в пористом слое с TC не ухудшает люминесцентные свойства Er³⁺ и Yb³⁺ при накачке на длинах волн 488 и 985 нм и ещё более способствует существенному увеличению квантового выхода фотолюминесценции (ФЛ) этих элементов по сравнению с объемным ТС. Приводятся первые эксперименты наблюдения электролюминесценции диодных структур с прослойкой ПК, поры которого заполнены ТС. Изучение поперечного транспорта тока на основе теории дискретного туннелирования [3] и ЭПР позволило судить о влиянии вплавления TC на нанокристаллы кремния и центры безызлучательной рекомбинации в ПК.

Использовался монокристаллический кремний с ориентацией (100) и марок КДБ 0.3 p-типа и КЭС 0.01 n-типа. Слои ПК толщиной 1 мкм с пористостью 50% формировались анодным растворением кремния при плотности тока 10 мА/см² в электролите 30%HF:20%H₂O:50%C₂H₅OH. Часть образцов подвергалась окислительному отжигу на воздухе при температуре 1000 °С. Слои ТС на поверхности кремния и ПК толщиной 1 мкм получались ВЧ-магнетронным распылением в вакууме прессованной мишени из порошка TC атомного состава 65,05TeO₂:25WO₃:3La₂O₃:1Yb₂O₃:0.25Er₂O₃ в молекулярных процентах. Процедура заполнения теллуридным стеклом пор ПК описана в [2].

Спектры ФЛ снимались при комнатной температуре в различных диапазонах спектра при возбуждении на трех длинах волн. Измерения в диапазоне 350-900 нм проводились с использованием монохроматора SP-150 (Stanford Research Systems) и фотоумножителя для видимого диапазона R928 (Hamamatsu) при возбуждении импульсным азотным лазером на длине волны $\lambda =$ = 337 нм. Средняя плотность мощности составляла ~0,1 Bт/см², а длительность импульса ~10 нс. Возбуждение Φ Л на длине волны $\lambda = 488$ нм осушествлялось в диапазонах 650-1000 нм и 900-1650 нм в аналогичной схеме с помощью аргонового лазера. Для регистрации излучения в диапазоне 650-1000 нм использовался фотоумножитель ФЭУ-62. Для регистрации излучения в диапазоне 900-1650 нм использовался полупроводниковый детектор InGaAs с оптимальной чувствительностью в интервале 900-1650 нм. Измерения ФЛ в диапазоне 1400-1650 нм проводились при возбуждении полупроводниковым лазером на длине волны $\lambda = 985$ нм. Рентгеновский флуоресцентный анализ химического состава образцов производился с использованием излучения СиКа для возбуждения и спектроскопической системы Princeton Gamma Tech для регистрации рентгеновского излучения. Измерения ВАХ диодных структур с прослойкой ПК проводились на анализаторе Agiltent Technologies B1500. Спектры ЭПР снимались на 3 см спектрометре ЕМХ фирмы «Брукер».

Наилучшие результаты усиления ФЛ получены в ПК на КДБО.3. На рис. 2 приведены спектральные (*a*-*c*) и временные (*d*, *e*) зависимости ФЛ теллуритных пленок, осажденных на подложки марки КДБ0.3 без пористого слоя и с пористым слоем после вплавления и после дополнительного отжига ($\lambda_{exc} = 488 \text{ нм} (a, \delta), \lambda_{exc} = 985 \text{ нм} (e-e)$).



Рис. 2. Спектральные (*a*–*г*) и временные (*d*, *e*) зависимости ФЛ теллуритных пленок, осажденных на подложки марки КДБ без пористого слоя и с пористым слоем после вплавления и после дополнительного отжига. $\lambda_{exc} = 488$ нм (*a*, *б*), $\lambda_{exc} = 985$ нм (*b*–*c*).



Рис. 3. Вольт-амперная характеристика при комнатной температуре диодной структуры с прослойкой на КЭС 0.01. ПК был подвергнут 10 мин. вакуумному отжигу при 500 °С, и 10 мин. окислительному отжигу при 500 °С. Число гранул вдоль линий тока N = 100.



Рис. 4. Вольт-амперная характеристика при комнатной температуре диодной структуры с прослойкой ПК и слоем теллуритного стекла на КЭС 0.01. ПК был подвергнут 10 мин. вакуумному отжигу при 500 °С, и 10 мин. окислительному отжигу при 500 °С в кислороде. N = 50.

Данные поперечного транспорта тока на рис. 3, 4 показывают, что пропитка ПК вплавлением ТС привела к снижению проводимости пористого слоя. Но ВАХ, как и для исходных пористых слоёв кремния, имели такой же вид, содержали три участка – линейный при малых токах, участок экспоненциального роста тока с ростом напряжения и участок, соответствующий выходу из режима кулоновской блокады туннелирования [2]. Это означает, что вплавление ТС не привело к исчезновению наночастиц кремния вследствие химического взаимодействия их и низкоплавкого оксида.



Рис. 5. ЭПР ПК на КЭС0.01, пропитанного ТС, для перпендикулярной (*a*) и параллельной (δ , *b*) ориентациях образца; *a*, δ – для ПК предварительно окисленного при 1000 °C.

Другой признак сохранения в ПК наночастиц Si после вплавления TC демонстрируют данные ЭПР на рис. 5 от известных Pb-центров на этих частицах.

Работа выполнена при поддержке грантов Рособразования (РНП 2.1.1.4022, 2.1.1.933) и РФФИ (08-02-97044р).

1. *Kozanecki, A.* On the role of Yb as an impurity in the excitation of Er3+ emission in silicon-rich silicon oxide / A. Kozanecki, D. Kuritsyn, W. Jantsch // Optical Materials. 2006. V. 28. P. 850–854.

2. Демидов, Е. С. Фотолюминесценция пористого кремния, пропитанного теллуридным стеклом с примесями эрбия и иттербия / Е.С. Демидов, А.Н. Михайлов, А.Н. Белов, Н.Е. Демидова, Ю.И. Чигиринский, А.Н. Шушунов, Д.И. Тетельбаум, О.Н. Горшков, С.А. Филлипов // Нанофизика и наноэлектроника: материалы XII межд. симпозиума. Нижний Новгород: ИФМ РАН, 2009. Т. 2. С. 326–327.

3. Демидов, Е.С. Экспоненциальный полевой рост проводимости в гранулированных средах, обусловленный кулоновской блокадой туннелирования / Е.С. Демидов, Н.Е. Демидова // Вестник ННГУ. Сер. ФТТ. 2007. Вып. 1. С. 39–46.

Лазер с вертикальным резонатором для миниатюрного атомного эталона частоты на основе Rb⁸⁷

И.А. Деребезов, В.А. Гайслер

Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова Сибирского Отделения РАН, пр. Академика Лаврентьева, д. 13, г. Новосибирск. e-mail: derebezov@thermo.isp.ncs.ru

Актуальность создания миниатюрного атомного стандарта частоты обусловлена все возрастающими потребностями науки, современных информационных технологий, телекоммуникаций и навигации. Точное измерение временных интервалов необходимо для синхронизации передачи больших потоков данных, спутниковой связи, увеличения точности систем локального и глобального позиционирования, совершенствования навигационных приборов и др. Однако в большинстве таких систем и приборов в настоящее время применяются задающие генераторы на основе кварцевых резонаторов, имеющих предельную относительную нестабильность частоты порядка 10⁻⁹. Для дальнейшего развития информационно-телекоммуникационных и навигационных систем требуются залающие генераторы с нестабильностью менее 10^{-10} , а в перспективе и до 10^{-12} . Такую высокую точность могут обеспечить только атомные стандарты частоты.

Имеющиеся на сегодняшний день атомные стандарты частоты основаны на резонансных лампах, излучающих на частоте оптических переходов в атомах Rb и Cs, и на поглощающих ячейках в СВЧ-резонаторе, настроенном на частоту перехода между подуровнями сверхтонкой структуры основного состояния этих атомов. Такие устройства имеют значительный вес (килограммы), размеры (десятки сантиметров), энергопотребление (десятки ватт) и также высокую стоимость, поэтому они не получили широкого применения в стандартных приборах и устройствах. Миниатюризация атомного стандарта частоты достигается за счет интегрального исполнения лазера с вертикальным резонатором (ЛВР). Данный тип лазеров отличается низким энергопотреблением, высоким КПД и высокой стабильностью частоты излучения, которым заменяется стандартная резонансная лампа, поглощающей ячейки и фотоприемника в виде единого модуля. Ток инжекции лазерного диода, излучающего на оптической частоте ω_L , модулируется CBЧ-генератором на частоте f, в результате чего в спектре лазера возникают боковые частоты ($\omega_L^{-}f$) и ($\omega_L + f$). Эти частоты индуцируют оптические переходы из двух сверхтонких подуровней основного состояния атомов в общее возбужденное состояние. При перестройке частоты генератора в сигнале поглощения возникает узкий интерференционный резонанс когерентного пленения населенностей, который может быть использован для стабилизации частоты СВЧгенератора с относительной точностью до 10^{-10} -10⁻¹². Такой вариант решения поставленной задачи является основной современной тенденцией совершенствования и миниатюризации атомных стандартов частоты.

Конструкция ЛВР разрабатывалась исходя из требований, предъявляемых к излучателю миниатюрного атомного стандарта частоты: а) строго заданная длина волны (795 нм), соответствующая переходу $5S_{1/2} \rightarrow 5P_{1/2}$ атомов Rb^{87} , и возможность точной подстройки длины волны лазера под данный резонанс; б) линейно поляризованное излучение, устойчивый одномодовый режим генерации на фундаментальной продольной моде TEM_{00} ; в) минимальные пороговые и рабочие токи (~1 мА) при выходной мощности в одномодовом режиме ~0.1 мВт.

Исходная лазерная структура выращивалась методом молекулярно-лучевой эпитаксии на n+GaAs(100) подложках. Лазер представляет собой многослойную полупроводниковую структуру на основе твердого раствора Al_xGa_{1-x}As, содержащую в общей сложности 1156 слоев различного Два полупроводниковых брэгговских состава. зеркала образуют резонатор лазера. Верхнее брэгговское зеркало содержит 28 периодов, нижнее зеркало – 35.5 периодов, что задает высокий уровень коэффициентов отражения зеркал (99.79 и 99.93% соответственно, расчет с использованием одномерной модели с учетом поглощения на свободных носителях заряда). Это обеспечивает высокую добротность микрорезонатора, низкий уровень порогового усиления, низкий уровень пороговых и рабочих токов ЛВР. Между брэгговскими зеркалами расположены полупроводниковые слои суммарной толщиной λ , содержащие активную область лазера. Активная область ЛВР содержит три нелегированные Al_{0.07}Ga_{0.93}As квантовые ямы толщиной 8 нм, которые размещены вблизи максимума стоячей электромагнитной волны лазерного микрорезонатора. Инжекция носителей заряда в активную область осуществляться через верхнее выходное полупроводниковое зеркало р типа легирования и нижнее зеркало *п*-типа легирования. В лазере используется AlO_x оксидная апертура, которая формируется в процессе селективного окисления слоя Al_{0.98}Ga_{0.02}As. Кольцо окисла AlO_x располагается непосредственно над активной областью и обеспечивает эффективное токовое и оптическое ограничение в ЛВР. Размер апертуры А, задаваемый внутренним диаметром оксидного кольца, варьировался в интервале от 1 до 10 мкм с шагом 1 мкм.

Для расчета оптических характеристик ЛВР использовались одномерная модель характеристи-

ческих матриц и строгая трехмерная модель собственных мод CAMFR. На рис. 1 представлены результаты расчета характеристик лазерной структуры с использованием трехмерной модели. С уменьшением размера оксидной апертуры сокращается латеральный размер моды, сокращение объема моды приводит к коротковолновому смещению резонансной длины волны лазера. Этот эффект продемонстрирован на рис. 1, *а*. Как видно из рисунка, для лазеров с малой оксидной апертурой эффект коротковолнового смещения является весьма значительным и составляет несколько нанометров, что необходимо учитывать при разработке ЛВР со строго заданной длиной волны 795 нм.

Относительная разница пороговых усилений для мод TEM_{01} и TEM_{00} задает параметр модовой стабильности $MS = 100 \cdot (G_{thT} - G_{thF})/G_{thF}$, зависимость параметра модовой стабильности MS от A приведена на рис. 1, δ . В случае если параметр MS мал (G_{thT} и G_{thF} отличаются на единицы процентов), ЛВР работает в многомодовом режиме. Одномодовый режим работы возможен лишь в случае большого превышения G_{thT} над G_{thF} , большого значения MS. Для исследуемого ЛВР граница, разделяющая одномодовый и многомодовый режимы работы лазеров, обозначена на рис. 1, δ вертикальной штриховой линией. Таким образом, устойчивый одномодовый режим работы ЛВР следует ожидать при $A \leq 5$ мкм.



Рис. 1. Зависимость резонансной длины волны ЛВР от размера оксидной апертуры A(a), зависимость параметра модовой стабильности *MS* от размера оксидной апертуры A(b).

Исследованные ЛВР демонстрируют субмиллиамперные пороговые токи I_{th} в диапазоне от ~100 мкА до 800 мкА в зависимости от размера токовой апертуры. Выходная мощность ЛВР в исследованном диапазоне токов накачки не ниже 200 мкВт. Квантовая эффективность изготовленных ЛВР составляет 0.3–0.4 мкВт/А. Ваттамперные характеристики исследованных образцов ЛВР с оксидными апертурами от 2 до 8 мкм представлены на рис. 2, *а*.

Исследование спектральных характеристик показало, что лазеры с $A \le 5$ мкм демонстрируют устойчивый одномодовый режим генерации во всем исследованном диапазоне тока накачки (0–1.5 мА), лазеры с A = 6 мкм работают в одномодовом режиме лишь при небольшом превышении порогового тока, наконец, лазеры с большей апертурой при любых уровнях накачки работают в многомодовом режиме. Полученные эксперимен-

тальные данные находятся в хорошем соответствии с расчетными результатами. На рис. 2, δ приведен спектр излучения ЛВР с A = 4 мкм, работающего в одномодовом режиме на длине волны 795.00 нм с выходной мощностью 200 мкВт. Максимальная мощность излучения данного ЛВР составляет ~350 мкВт при токе 1.5 мА.



Рис. 2. Семейство ватт-амперных характеристик для ЛВР с различными значениями оксидной апертуры A (*a*), спектр излучения ЛВР с A = 4 мкм (δ).

Точная подстройка длины волны ЛВР под рабочий переход $5S_{1/2} \rightarrow 5P_{1/2}$ атомов Rb^{87} может осуществляться путем изменения внешней температуры и за счет изменения уровня инжекции, который также меняет температурный режим работы лазера. На рис. 3, *а* приведены результаты исследования перестройки длины волны лазерного излучения при изменении тока инжекции и температуры. Температурный коэффициент изменения длины волны лазерного излучения составляет *d* $\lambda/dT = 0.059$ нм/градус.



Рис. 3. Зависимости длины волны ЛВР от уровня инжекции и температуры

Таким образом, в данной работе представлены результаты исследования лазеров с вертикальным резонатором, оптимизированных на работу в одномодовом режиме с длиной волны 795 нм, соответствующей переходу $5S_{1/2} \rightarrow 5P_{1/2}$ атомов Rb^{87} . Совокупность представленных экспериментальных результатов (устойчивый одномодовый режим работы с выходной мощностью до 350 мкВт при малых рабочих токах ~1.5 мА, длина волны 795 нм и возможность ее точной подстройки за счет изменения температуры и тока инжекции) демонстрирует большие возможности использования разработанных лазеров в миниатюрных атомных стандартах частоты.

Терагерцовый лазер на основе многослойной графеновой структуры с вертикальным резонатором Фабри – Перо и оптической накачкой

В.Я. Алешкин¹, А.А. Дубинов¹, В.И. Рыжий^{2, 3}

¹ Институт физики микроструктур РАН, ГСП-105, Нижний Новгород.

² Computational Nanoelectronics Laboratory, University of Aizu, Aizu-Wakamatsu 965-8580, Japan.

Japan Science and Technology Agency, CREST, Tokyo 107-0075, Japan.

e-mail: sanya@ipm.sci-nnov.ru

Недавние экспериментальные и теоретические исследования продемонстрировали, что однослойные и многослойные графеновые структуры обладают необычными электронными и оптическими свойствами, что может быть использовано в конструировании новых электронных и оптоэлектронных приборов [1, 2]. При оптической накачке возможно достижение межзонной инверсии населенности в графене [3–5]. Вследствие бесщелевого энергетического спектра графена такая инверсия населенности может привести к стимулированному излучению в терагерцовом диапазоне частот. слоев до 100), полученные при отжиге подложек SiC. Результаты исследований показали, что полученные слои графена очень высокого качества [7]. Предлагаемая нами конструкция терагерцового лазера с активной средой на основе многослойной графеновой структуры изображена на рис. 1, *в*.

Для определения порога генерации и параметров резонатора для предложенных структур мы вычисляли реальную часть динамической проводимости в графене $\operatorname{Re} \sigma_{\omega}$ (рис. 2) и коэффициент поглощения в резонаторе в модели, описанной в работах [8, 9]. Условие возникновения лазерной



Рис. 1. Возможные конструкции лазера

В данной работе мы предлагаем концепцию и делаем оценки для параметров терагерцового лазера на основе двухслойной и многослойной графеновых структур с резонатором Фабри – Перо и оптической накачкой.

Предлагаемый лазер на основе двух слоев графена в качестве активной среды при оптической накачке может иметь конструкции, изображенные на рис. 1, а и б. Два графеновых слоя могут быть получены при отжиге тонкой пленки 3С-SiC, эпитаксиально выращенной на кремниевой подложке [6]. Аккумуляция фотогенерированных электронов около дна зоны проводимости и дырок около потолка валентной зоны приводит к инверсии населенности и, соответственно, к отрицательной реальной части динамической проводимости в терагерцовом диапазоне частот. Подбором параметров резонатора Фабри – Перо, которые влияют на потери в подложке и зеркалах, можно достичь лазерной генерации. Более эффективно использовать многослойные графеновые структуры вследствие более эффективного поглощения ими излучения накачки. Недавно были изучены образцы многослойных графеновых структур (с количеством генерации можно записать в следующем виде для двухслойного и многослойного графена соответственно:

$$Q = \frac{(8\pi/c) |\text{Re}\,\sigma_{\omega}| \left[(E^{(1)})^2 + (E^{(2)})^2 \right]}{(1-r_1)E_1^2 + (1-r_2)E_2^2 + (a/R)^2 E_1^2 + E_s^2} > 1$$

$$Q = \frac{(8\pi/c)|\operatorname{Re}\sigma_{\omega}|E_{\max}^{2}}{(1-r_{1})E_{1}^{2} + (1-r_{2})E_{2}^{2} + (a/R)^{2}E_{1}^{2} + E_{S}^{2}} > 1$$

где $E^{(1)}$, $E^{(2)}$, E_{\max} – амплитуды терагерцового электрического поля на слоях графена, E_1 и E_2 – максимальные амплитуды терагерцового электрического поля вблизи верхнего и нижнего зеркал,

$$E_s = (a_s n_s / 2) \int_0^1 E^2 dz$$
, a_s и n_s – коэффициенты

поглощения и преломления подложки, r_1 и r_2 – коэффициенты отражения терагерцового излучения от зеркал, a и R – радиусы отверстия в зеркале для вывода излучения и самого зеркала, c – скорость света в вакууме.



Рис. 2. Частотная зависимость реальной части безразмерной динамической проводимости двухслойной (*a*) и многослойной (*б*) графеновых структур для различных числа слоев *K* и энергий Ферми ε_F^T при комнатной температуре.

Отметим, что в качестве зеркал для терагерцового излучения могут использоваться обычные металлические зеркала, т. к. коэффициент отражения на них может достигать 0.995 в терагерцовом диапазоне. Тогда для двухслойного графена при a/R = 0.1, $a_s = 0.7 \text{ cm}^{-1}$, $n_s = 3.42$, t = 48 мкм, d == 52 мкм, температуре 300 K, уровне Ферми 60 мэВ, подвижности 200000 см²/(В·с) можно получить для частоты 5.05 ТГц значение Q = 1.86. При использовании многослойной графеновой структуры со схожими параметрами и t = 45 мкм, K = 20-100 можно получить Q = 3.1-13.4.

Результаты расчетов показывают, что для комнатной температуры для генерации терагерцового излучения при накачке с энергией кванта 120–920 мэВ необходима интенсивность накачки на уровне 8–64 кВт/см².

Работа выполнена в рамках Федеральной целевой программы «Научные и научнопедагогические кадры инновационной России» на 2009–2013 гг. (госконтракт № 2289), и программ фундаментальных исследований ОФН РАН № 12 «Современные проблемы радиофизики» и № 7 «Физические и технологические исследования полупроводниковых лазеров, направленных на достижение предельных параметров». 1. *Berger, C.* Ultrathin epitaxial graphite: 2D electron gas properties and a route toward graphene-based nanoelectronics / C. Berger, Z. Song, T. Li, X. Li, A.Y. Ogbazhi, R. Feng, Z. Dai, A.N. Marchenkov, E.H. Conrad, P.N. First, and W.A. de Heer // J. Phys. Chem. B. 2004. V. 108, № 52. P. 19912–19916.

2. *Novoselov, K.S.* Electric field effect in atomically thin carbon films / K.S. Novoselov, A.K. Geim, S.V. Morozov, D. Jiang, M.I. Katsnelson, I.V. Grigorieva, S.V. Dubonos, and A.A. Firsov // Science. 2004. V. 306, № 5696. P. 666–669.

3. *Ryzhii, V.* Negative dynamic conductivity of graphene with optical pumping / V. Ryzhii, M. Ryzhii, and T. Otsuji // J. Appl. Phys. 2007. V. 101, № 8. P. 083114.

4. Rana, F. Graphene terahertz plasmon oscillators // IEEE Trans. Nanotechnol. 2008. V. 7, № 1. P. 91–99.

5. *Aleshkin, V.Ya.* Terahertz laser based on optically pumped graphene: model and feasibility of realization / V.Ya. Aleshkin, A.A. Dubinov, V. Ryzhii // Письма в ЖЭТФ. 2009. Т. 89, вып. 2. С. 70–74.

6. *Miyamoto, Yu.* Raman-scattering spectroscopy of epitaxial graphene formed on SiC film on Si substrate / Yu. Miyamoto, H. Handa, E. Saito, A. Konno, Y. Narita, M. Suemitsu, H. Fukidome, T. Ito, K. Yasui, H. Nakazawa, T. Endoh // e-J. Surf. Sci. Nanotech. 2009. V. 7. P. 107–109.

7. Neugebauer, P. How perfect can graphene be? / P. Neugebauer, M. Orlita, C. Faugeras, A.-L. Barra, and M. Potemski // Phys. Rev. Lett. 2009. V. 103, № 13. P. 136403.

8. *Dubinov, A.A.* Terahertz laser with optically pumped graphene layers and Fabri-Perrot resonator / A.A. Dubinov, V.Ya. Aleshkin, M. Ryzhii, T. Otsuji, and V. Ryzhii // Appl. Phys. Express. 2009. V. 2. P. 092301.

9. *Ryzhii, V.* Feasibility of terahertz lasing in optically pumped epitaxial multiple graphene layer structures / V. Ryzhii, M. Ryzhii, A. Satou, T. Otsuji, A.A. Dubinov, V.Ya. Aleshkin // J. Appl. Phys. 2009. V. 106, № 8. P. 084507.

Изучение влияния морфологии кремниевых нанокластеров на процессы возбуждения и девозбуждения ионов Er³⁺

Д.М. Жигунов¹, В.Ю. Тимошенко¹, П.К. Кашкаров¹, D. Hiller², M. Zacharias²

¹ Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова, Физический факультет, 119991 Москва. ² Albert-Ludwigs-University Freiburg, IMTEK, Freiburg, Germany.

e-mail: zhigunov@ofme.phys.msu.ru

Интерес к изучению легированных эрбием наноструктур на основе кремния объясняется их высоким выходом люминесценции на длине волны 1.54 мкм (излучательный переход ${}^{4}I_{13/2} \rightarrow {}^{4}I_{15/2}$ во внутренней 4*f*-оболочке ионов Er^{3+}), соответствующей максимуму пропускания стандартных оптоволоконных линий связи. Это, в свою очередь, говорит о перспективности подобного материала для возможных применений в оптоэлектронике с целью увеличения скорости передачи данных путем замены электрических соединений оптическими. В результате недавних исследований было обнаружено, что наряду с кремниевыми нанокристаллами (c-Si-NCs) не менее эффективными сенсибилизаторами люминесценции ионов эрбия могут также выступать аморфные нанокластеры кремния (a-Si-NCs), обеспечивая при определенных условиях еще более высокую интенсивность люминесценции на длине волны 1.54 мкм [1]. Этот факт поднимает вопрос о механизмах возбуждения ионов эрбия в подобного рода структурах и о роли кремниевых нанокристаллов в данном процессе. Действительно, как было показано ранее, в структурах с кремниевыми нанокристаллами присутствуют два процесса передачи энергии к ионам эрбия, причем «медленный» процесс, связанный именно с нанокристаллами Si, не является доминирующим по сравнению с некоторым «быстрым» процессом, аналогичным механизму возбуждения ионов Er^{3+} в объемном кремнии [2].

Настоящая работа направлена на изучение влияния морфологии кремниевых нанокластеров на процессы возбуждения и девозбуждения ионов Er³⁺. Для этого в одинаковых условиях были изготовлены две серии легированных эрбием образцов - с-Si-NC:Ег и а-Si-NC:Ег, в первой из которых кремниевые нанокластеры были кристаллизованы путем высокотемпературного отжига (1100 °C), а во второй – оставлены в аморфном состоянии, поскольку используемой при отжиге температуры (900 °C) было недостаточно для начала процесса кристаллизации. Доза имплантации в пределах каждой серии изменялась от 1·10¹⁴ до 7·10¹⁵ см⁻². Были измерены спектры фотолюминесценции (ФЛ) в видимой (соответствующей излучению нанокластеров кремния) и ближней ИК (соответствующей излучению ионов эрбия) областях спектра. Для структур с кремниевыми нанокристаллами было обнаружено существенное (~ 10 раз) паление интенсивности ФЛ в вилимой области при внедрении ионов Er³⁺ по сравнению с нелегированными образцами, а также возникновение яркой люминесценции в районе 1.54 мкм, что хорошо согласуется с известными из литературы данными и объясняется перекачкой энергии от нанокристаллов к эрбию. С другой стороны, для образцов с аморфными нанокластерами Si подобное падение люминесценции в видимой области спектра было менее заметным (~ 2 раза), в то время как интенсивность люминесценции самих аморфных нанокластеров кремния была примерно на 2 порядка меньше по сравнению с с-Si-NCструктурами. Однако интенсивность ФЛ ионов Er³⁺ в образцах a-Si-NC:Ег была практически идентична соответствующей интенсивности для образцов с-Si-NC:Er. Этот факт ставит под сомне-



Рис. 1. Измеренные в одинаковых условиях спектры фотолюминесценции образцов с кристаллическими (a) и аморфными (δ) кремниевыми нанокластерами до и после внедрения ионов эрбия с различной дозой D_{Er}.



Рис. 2. Спектры возбуждения $\Phi Л$ легированных эрбием образцов с кристаллическими и аморфными нанокластерами кремния. $D_{Er} = 1 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-2}$.

ние однозначную интерпретацию падения интенсивности ФЛ кремниевых нанокристаллов как следствия разгорания люминесценции ионов Er³⁺, общепринятую на данный момент. Действительно, процесс возбуждения ионов эрбия может происходить за счет конкуренции с безызлучательными каналами релаксации энергии, что, по-видимому, и происходит в структурах с аморфными нанокластерами кремния, для которых внедрение обоих типов и зависят только от наличия Si/SiO2границы. Для проверки данной гипотезы был проведен дополнительный низкотемпературный (450 °C) отжиг части образцов в атмосфере N_2/H_2 ($N_2:H_2 =$ = 95%:5%). Как известно, подобная обработка позволяет пассивировать дефекты, неизбежно возникающие на границах кремниевых нанокристаллов и окружающего их диоксида кремния [3]. В результате пассивации интенсивность ФЛ нанокластеров кремния обоих типов заметно (от 2 до 6 раз) возросла. Однако существенного положительного влияния на люминесценцию ионов Er³⁺ это не оказало. Более того, для некоторых образцов a-Si-NC:Ег был замечен спад интенсивности ФЛ в области 1.54 после выполнения пассивации (рис. 3). Подобное поведение может объясняться тем, что пассивируемые дефекты непосредственно участвуют в процессе возбуждения ионов эрбия. Отсутствие, однако, сушественного падения интенсивности ФЛ ионов Er³⁺ в образцах с-Si-NC:Er после проведенной пассивации дефектов говорит о том, что прямая передача энергии от нанокристаллов Si к эрбию также играет существенную роль для данного типа структур.

Таким образом, все полученные факты позволяют утверждать, что само наличие кремниевых нанокристаллов не является необходимым усло-



Рис. 3. Спектры фотолюминесценции образцов с кристаллическими (a) и аморфными (δ) кремниевыми нанокластерами до и после процесса пассивации дефектов.

эрбия не приводит к существенным изменениям интенсивности люминесценции самих нанокластеров. В подтверждение данной гипотезы говорят результаты спектроскопии возбуждения ФЛ, согласно которым существенных различий для образцов с-Si-NC:Ег и a-Si-NC:Ег в спектрах зафиксировано не было (рис. 2). Этот факт может указывать на схожесть механизмов возбуждения эрбия в исследуемых структурах обоих типов. Полученные результаты позволяют предположить, что кремниевые нанокластеры (как кристаллические, так и аморфные), поглощая фотоны накачки, могут передавать энергию ионам эрбия не только напрямую, но и посредством некоторых промежуточных центров или дефектов, которые, повидимому, имеют схожую структуру в образцах

вием для эффективного возбуждения люминесценции эрбия и, кроме того, в структурах с аморфными нанокластерами Si существенную роль в процессе возбуждения ионов Er³⁺ играют дефекты на границе Si/SiO₂.

Работа выполнена на оборудовании Центра коллективного пользования физического факультета МГУ при поддержке гранта РФФИ № 08-02-01041-а.

1. Franzo G., Boninelli S., Pacifici D., Priolo F., Iacona F., Bongiorno C. // Appl. Phys. Lett. **82**, 3871 (2003).

2. Fujii M., Imakita K., Watanabe K., Hayashi S. // J. Appl. Phys. **95**, 272 (2004).

3. Godefroo S., Hayne M., Jivanescu M., Stesmans A., Zacharias M., Lebedev O.I., Tendeloo G. van, Moshchalkov V.V. // Nature Nanotech. **3**, 174 (2008).

Поляризационная зависимость резонансов Фано в спектрах примесной фотопроводимости квантовых ям легированных мелкими донорами

В.Я. Алёшкин¹, А.В. Антонов¹, М.С. Жолудев¹, В.Ю. Паневин², Л.Е. Воробьев², Д.А. Фирсов², А.П. Васильев³, А.Е. Жуков⁴

¹ Институт физики микроструктур РАН, 603950, Нижний Новгород, ГСП-105. ² Санкт-Петербургский государственный политехнический университет, Санкт-Петербург, 195251, Политехническая, 29.

³ Академический физико-технологический университет РАН, 195220, ул. Хлопина, 8-3, С.-Петербург.

⁴ Санкт-Петербургский физико-технологический научно-образовательный центр РАН, 195220,

ул. Хлопина, 8-3, С.-Петербург.

e-mail: aleshkin@ipm.sci-nnov.ru

В полупроводниках, легированных мелкими примесями, из-за взаимодействия с оптическими фононами возможно возникновение смешанного состояния, в котором электрон (дырка) находится на основном уровне примеси и в системе имеется еще оптический фонон [1]. Энергия этого состояния равна энергии уровня примеси плюс энергия оптического фонона $\hbar\omega_0$. Если энергия этого состояния попадает в область непрерывного спектра, то оно становится резонансным (квазистационарным) и в спектре переходов вблизи таких состояний возникает особенность, называемая резонансом Фано [2].

Настоящая работа посвящена исследованию зависимости параметров резонанса Фано в спектре примесной фотопроводимости гетероструктуры AlGaAs/GaAs с квантовыми ямами, легированными мелкими донорами, от поляризации падающего излучения. Параметры системы выбирались так, чтобы резонансное состояние оказалось выше дна второй подзоны размерного квантования. Это обеспечивает связь резонансного состояния со второй подзоной, а значит, переход в резонансное состояние с основного уровня примеси под действием электрического поля, направленного перпендикулярно плоскости квантовой ямы, является разрешенным.

Для расчета параметров резонанса было разработано обобщение метода Фано [2], позволяющее вычислять волновые функции резонансных состояний и вероятности переходов в системах, где множество дискретных уровней с близкими энергиями взаимодействует с несколькими континуумами. В этом случае резонанс Фано представляет собой суперпозицию простейших резонансов, каждый из которых описывается формулой вида [2]:

$$f(E) = |C|^2 \frac{(Q+\varepsilon)^2}{1+\varepsilon^2}$$

Количество таких слагаемых равно кратности вырождения непрерывного спектра в области резонанса.

Гамильтониан рассматриваемой системы имеет вид $H = H_e + H_{phon} + H_{e-ph}$, где

$$H_e = \frac{\mathbf{p}^2}{2m_e} + U(z) - \frac{e^2}{\kappa_0 |\mathbf{r} - \mathbf{r}_0|}$$

– гамильтониан электрона в квантовой яме с примесью, m_e – эффективная масса электрона, U(z) – потенциал квантовой ямы, e – заряд электрона, κ_0 – диэлектрическая проницаемость кристалла на нулевой частоте, \mathbf{r}_0 – положение примеси;

$$H_{phon} = \sum_{\mathbf{q}} \hbar \omega_0 (b_{\mathbf{q}}^+ b_{\mathbf{q}} + 1/2)$$

– гамильтониан системы фононов, ω_0 – частота оптического фонона, b_q^+ , b_q – операторы рождения и уничтожения оптического фонона;

$$H_{e-ph} = \sum_{\mathbf{q}} \left(V(q) \exp(-i\mathbf{q}\mathbf{r}) b_{\mathbf{q}}^{+} + V^{*}(q) \exp(i\mathbf{q}\mathbf{r}) b_{\mathbf{q}} \right)$$

 – гамильтониан взаимодействия электрона с оптическими фононами, в котором

$$V(q) = \frac{ie}{q} \sqrt{\frac{2\pi\hbar\omega_0}{V\overline{\kappa}}} ,$$

где $\bar{\kappa} = \kappa_0 \kappa_\infty / (\kappa_0 - \kappa_\infty)$, κ_∞ – диэлектрическая проницаемость кристалла на частоте большей частоты оптического фонона, *V* – объем кристалла.

Волновые функции континуума искались в виде

$$\Psi_m(\rho,\varphi,z) = e^{im\varphi} \sum_{s=1}^3 \psi_s(\rho)\varphi_s(z) ,$$

где m – проекция момента импульса на ось z, $\varphi_s(z)$ – функция, описывающая поперечное движение электрона в *s*-подзоне размерного квантования.

Из уравнения Шредингера с гамильтонианом H_e для $\Psi_m(\rho, \varphi, z)$ получается система уравнений для $\psi_s(\rho)$, которая решалась численно для функций $f_s(\rho)=\psi_s(\rho)\rho^{-m}$, имеющих нетривиальные условия в точке $\rho=0$ при любом $m: f_s(0)=A_s, f_s'(0)=0$, где A_s – постоянная, которая определяется из условия нормировки.

Форма спектра вероятностей дипольных переходов рассчитывалась для двух поляризаций излучения. При *s*-поляризации вектор электрического поля лежит в плоскости квантовой ямы. При *z*поляризации поле перпендикулярно этой плоскости.

Расчеты проводились для структуры Al_{0.3}Ga_{0.7}As/GaAs с 50 квантовыми ямами шириной 300 Å и глубиной 224 мэВ, на которой были выполнены измерения примесной фотопроводи-

мости. Структуры были выращены методом MBE. Квантовые ямы были легированы донорами (кремний). Ширина областей легирования – 40 Å, их расположение показано на рис. 1. Квантовые ямы разделены 70 Å Al_{0.3}Ga_{0.7}As барьерами. Сверху был выращен 200 Å покрывающий слой GaAs. По данным рентгенографического анализа ширина ямы составляла (288±3) Å, ширина барьера – (63±3) Å.



Рис. 1. Схема легирования квантовой ямы в исследуемой структуре.

Согласно расчетам, первые три уровня размерного квантования имеют энергии 5; 20 и 44 мэВ, энергия ионизации основного состояния примеси составляет 8 мэВ.

На рис. 2 представлены результаты расчетов спектра квадрата матричного элемента оператора дипольного перехода при различных поляризациях излучения для примеси, расположенной в центре легированной области.



Рис. 2. Результаты расчета квадратов матричных элементов дипольных переходов в дельта-легированной квантовой яме. Примесь располагается на расстоянии 0.7 ширины ямы от одной из ее стенок. Графики нормированы на вероятность перехода в первую подзону.

В эксперименте излучение пропускалось через поляризатор и падало на образец примерно под углом 45 градусов к оси роста (рис. 3). Измерения проводились для *s*- и *p*-поляризации, последняя

наряду с *х*, *у*-компонентами поляризации содержала и *z*-компоненту.



Рис. 3. Схема эксперимента



Рис. 4. Спектр фотопроводимости образца при различных поляризациях падающего излучения. Графики нормированы по максимуму, связанному с переходами в первую подзону.

На рис. 4 представлены результаты измерений. Видно, что высота пика сильно зависит от поляризации и оказывается существенно больше в случае, когда в излучении присутствует *z*поляризованная компонента.

Таким образом, предсказанная поляризационная зависимость спектра фотопроводимости подтверждена экспериментально.

Авторы признательны Ю.Н. Дроздову за проведение рентгенографического анализа структуры.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (грант 10-02-00311).

1. Алёшкин, В.Я. Примесные резонансные состояния в полупроводниках / В.Я. Алёшкин, Л.В. Гавриленко, М.А. Одноблюдов, И.Н. Яссиевич // ФТП, **42(8)**, 899 (2008).

2. *Fano*, *U*. Effects of configuration interaction on intensities and phase shifts // Phys. Rev., **124**, 1866 (1961).
Туннелирование через легированный бором Si барьер в гетероструктурах Si/GeSi

Р.Х. Жукавин¹, Н.А. Бекин¹, В.Н. Шастин¹, Д.А. Пряхин¹, Д.В. Шенгуров¹, М.Н. Дроздов¹, Ю.Н. Дроздов¹, С.А. Денисов², В.Г. Шенгуров²

¹Институт физики микроструктур РАН, 603950, Нижний Новгород, ГСП-105.

² Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского, 603950, Нижний Новгород, просп. Гагарина, 23. e-mail: zhur@ipm.sci-nnov.ru

В работе исследуются особенности туннельного тока, связанные с состояниями акцептора (бор), расположенного в барьере гетероструктуры на основе Si и Ge. Основной интерес к такого рода процессам связан с разработкой приборов на основе кулоновских центров, встроенных в наноструктуры (singledopant atom structures) [1]. В то же время оптические переходы, связанные с состояниями примесных центров, можно использовать для разработки квантово-каскадных кремниевых лазеров терагерцового диапазона частот. Ожидается, что в таких источниках инверсное распределение на примесно-зонных переходах может быть сформировано благодаря быстрой ионизации этих центров при резонансном туннелировании в условиях, когда энергия основного состояния совпадает с энергией подзоны размерного квантования, например подзоны в спейсере однобарьерной гетероструктуры [2]. Ранее резонансные особенности в туннельном транспорте через легированные барьеры наблюдались в гетероструктурах AlGaAs/GaAs [3]. Туннелирование через примесь бора в структуре $p^+Si - i-Si - p^+Si$ исследовалось в работе [1].

В данной работе исследуется туннельный ток в напряженной гетероструктуре p-Si_{1-x}Ge_x/Si/Si_{1-x}Ge_x, выращенной на кремнии. Структура имела следующие слои, начиная с подложки: подложка КДБ-12, пис слож начиная с подложи. подлож (др. 12, 10^{15} см⁻³; Si_{0,92}Ge_{0,08}:B, 10^{19} см⁻³, 300 нм; Si_{0,92}Ge_{0,08}:B, 10^{15} см⁻³, 20 нм; Si:B, 10^{19} см⁻³, 20 нм; Si_{0,92}Ge_{0,08}:B, 10^{15} см⁻³, 20 нм; Si_{0,92}Ge_{0,08}:B, 10^{19} см⁻³, 100 нм. Перед нанесением контактов одна область образца подвергалась травлению до середины нижнего легированного слоя SiGe.

Измерения ВАХ на постоянном токе проводились в диапазоне температур 7-40 К в криостате замкнутого цикла. На рис. 1 представлены результаты измерения ВАХ образца для температуры 7 К. Можно выделить несколько областей напряжения смещения в характеристике: область отсутствия тока, 0-0,2 В, область слабой зависимости от напряжения 0,2-1,8 В и область быстрого изменения > 1,8 В. При увеличении температуры до 30-40 К наблюдается увеличение и спрямление ВАХ барьерной области при стремлении к ВАХ контактных областей.



Рис. 1. Дизайн гетероструктуры p-Si_{1-x}Ge_x/Si/Si_{1-x}Ge_x с легированным барьером.

Для объяснения существующих особенностей можно сделать предположение о наличии в области 0,2-1,8 В процессов туннелирования через каналы, образованные наличием примесей в барьерной области. Содержание германия, х ~ 0,08, подтвержденное методом рентгеновской дифрактометрии, дает величину разрыва в валентной зоне 55 мэВ. Как известно, величина энергии связи акцепторов бора в кремнии составляет 46 мэВ [4], что соответствует радиусу локализации 2 нм. Таким образом, для большей части барьера, за исключением областей порядка 3-4 нм на краю барьера, можно оперировать энергией залегания, соответствующей объемной ситуации. Напротив, для примесей вблизи интерфейса возникает увеличение энергии основного состояния акцептора. Это соответствует «погружению» состояния ниже уровня Ферми в контактных областях, в результате чего возникает уровень так называемого А⁰ центра, имеющий энергию связи ~2 мэВ. Соответственно, в промежуточных областях, энергия примеси располагается в некоем диапазоне энергий, от объемного значения, до положения уровня Ферми в барьере.



Рис. 2. Профиль структуры, измеренный методом ВИМС. Показано распределение германия и бора.



Рис. 3. ВАХ структуры при температуре 7 К

В простейшем случае процессы туннелирования через одиночный барьер, содержащий локализованные состояния, можно описать как сумму процессов [5, 6], каждое слагаемое в которой превалирует при определенных параметрах структуры, температуры и напряжения: прямое туннелирование через барьер, туннелирование через одно локализованное состояние и туннелирование через два и более состояний. В первых двух случаях наблюдается экспоненциальное поведение вольт-амперной характеристики в зависимости от приложенного напряжения, в то время как в случае, скажем, участия двух примесей, возникает степенная зависимость $I \sim V^{7/3}$.

Однако, как показывает анализ полученных данных, в данном конкретном случае невозможно прямое применение указанных теорий ввиду того, что состояния кулоновских центров, в том числе и основного состояния, оказываются в значительной степени перекрыты. Количественный анализ ситуации затруднен непрямоугольной формой барьера и наличием разброса в распределении барьерной примеси. Кроме того, детальный анализ требует учета пространственного заряда вблизи барьера.

Таким образом, в представленной работе исследовано протекание тока через легированный барьер и обнаружено влияние примесных центров на туннельный ток в структуре $Si_{1-x}Ge_x/Si/Si_{1-x}Ge_x$. Характер ВАХ не позволяет применить для анализа данных имеющиеся в литературе приближения.

Работа выполнена при поддержке грантов РФФИ-ННИО (Project 436 RUS 113/937/0-1), 08-02-91951, госконтрактов П-341 и П-1432 Федерального агентства по образованию в рамках программы «Научные и научно-образовательные кадры России», CRDF-BRHE Y4-P-01-11.

1. Caro J., Vink I.D., Smit G.D.J., Rogge S., Klapwijk T.M., Loo R., and Caymax M. // Phys. Rev. B, **69**, 125324 (2004).

2. Бекин Н.А., Шастин В.Н. // ФТП, 42, 622 (2008).

3. Gryglas M., Baj M., Chenaud B., Jouault B., Cavanna

A., and Faini G. // Phys. Rev. B, 69, 165302 (2004).
4. Ramdas A.K. and Rodriguez S. // Reports on Progress in Physics, 44, 1297 (1981).

5. Глазман Л.И., Матвеев К.А. // ЖЭТФ, **94**(6), 332 (1988).

6. Xu Yizi, Ephron D., and Beasley M.R. // Phys. Rev. B, 52(4), 2843 (1995).

Исследования спектров излучения квантовых каскадных лазеров терагерцового диапазона с высоким спектральным разрешением

А.В. Иконников¹, А.В. Антонов¹, А.А. Ластовкин¹, В.И. Гавриленко¹, Ю.Г. Садофьев², N. Samal²

¹ Институт физики микроструктур РАН, Нижний Новгород, 603950, ГСП-105. ² Trion Technology, Tempe, AZ 85281, USA. e-mail: antikon@ipm.sci-nnov.ru

Одними из наиболее перспективных источников терагерцового излучения являются квантовые каскадные лазеры (ККЛ). Основным их достоинством является компактность и возможность работы в широком спектральном диапазоне. Однако до сих пор не продемонстрирована работа таких лазеров при комнатной температуре. Наибольшие достигнутые рабочие температуры составляют 186 К при импульсной накачке [1] (без использования сильного магнитного поля). Поэтому разностороннее детальное исследование подобных структур с различными параметрами по-прежнему является актуальным.

Одним из применений ККЛ видится их использование для спектроскопии газов. Для таких задач необходимо, чтобы излучение лазера было монохроматическим, с очень узкой шириной линии. Недавно было продемонстрировано [2], что используя метод фазовой автоматической подстройки частоты (ФАПЧ), удается добиться ширины линии ~100 кГц для лазера, излучающего на частоте около 3 ТГц.

В предыдущих наших работах [3, 4] исследовались различные характеристики ККЛ терагерцового диапазона, в частности ВАХ лазеров (и их изменение от температуры), LI-характеристики (и их изменение от температуры), а также спектры излучения. Однако в этой работе спектры измерялись с разрешением $0,2 \text{ см}^{-1}$, что не позволило определить собственную спектральную ширину линии лазера. В данной работе спектры излучения ККЛ измерялись с разрешением до $0,007 \text{ см}^{-1}$.

Исследуемые ККЛ, изготовленные фирмой «Trion Technology» (г. Темпе, Аризона, США), были выполнены в виде полосковой мезаструктуры с характерными шириной около 100 мкм и длиной 1,55 мм. Дизайн структур соответствовал описанному в работе [5], инверсия населенности достигалась за счет туннелирования электронов из инжектора на верхний рабочий уровень и опустошения нижнего рабочего уровня за счет резонансного рассеяния с испусканием оптических фононов. Для уменьшения потерь ККЛ помещался в двойной металлический полосковый волновод. Структуры были выращены методом молекулярно-пучковой эпитаксии на подложке GaAs. Активная область структуры ККЛ состоит из повторяющихся (около 200 периодов) наборов из трех квантовых ям (КЯ) GaAs, разделенных барьерами Al_{0.15}Ga_{0.85}As. Центральная часть самой широкой квантовой ямы в каждом периоде, в которой происходит испускание оптических фононов, легировалась примесью *n*-типа с концентрацией 3,6·10¹⁰ см⁻². Рост структуры начинался с буферного слоя GaAs, далее выращивался слой AlGaAs с высоким содержанием Al, который в дальнейшем использовался при создании двойного металлического полоскового волновода в качестве стоп-слоя при стравливании подложки. После завершения роста структуры ККЛ на поверхность термически последовательно напылялись слои металлов Ta/Ni/Sn/Au. Выращенную структуру помещали на проводящую подложку-носитель из GaAs, на поверхность которой были нанесены такие же металлические слои, и сращивали методом термокомпрессионного сжатия. Затем исходную подложку стравливали до стоп-слоя и сверху наносили аналогичную последовательность металлических слоев. В результате структура толщиной около 10 мкм оказывалась ограниченной двумя металлическими слоями, являющимися обкладками полоскового волновода. Далее методом фотолитографии формировались полоски шириной около 100 мкм, и выкалывались лазерные чипы, зеркала резонатора были образованы сколами в кристаллографическом направлении [110]. Лазеры монтировались на медный хладопровод, являющийся нижним контактом к структуре. В данной работе исследовался ККЛ, излучающий в области 3 ТГп.

Измерения проводились при температурах T == 8-25 К, лазер размещался в вакууме на медном хладопроводе в гелиевом криостате замкнутого цикла. Блок управления температуры криостата замкнутого цикла позволял выставлять и поддерживать автоматически заданную температуру и контролировать ее с помощью термодатчика, расположенного на хладопроводе. Измерения проводились в импульсном режиме. Для питания лазеров использовался электронный ключ, позволяющий получать импульсы заданной длительности (2-10 мкс), скважности (10-20) и амплитуды, а также измерять напряжение и ток, проходящий через лазер. Для измерения спектров использовалфурье-спектрометр высокого разрешения ся ВОМЕМ DA3.36. Поскольку данный спектрометр не способен работать в режиме пошагового сканирования, использовалась следующая схема эксперимента. Терагерцовое излучение лазера проходило через спектрометр и через волновод попадало на примесный фотоприемник Ge:Ga, который располагался в жидком гелии в транспортном сосуде Дьюара. Сигнал с приемника усиливался, а затем проходил через полосовой фильтр с верхней граничной частотой 500 Гц. В результате этого импульсный сигнал с приемника сглаживался, и его изменение на выходе фильтра определялось лишь перемещением зеркала интерферометра фурьеспектрометра.

Измеренные спектры излучения ККЛ, в которых наблюдалась лишь одна линия, показаны на рис. 1. Хорошо прослеживается зависимость частоты излучения лазера от температуры хладопровода: при скважности 10 и длительности импульса 10 мкс с увеличением температуры максимум амплитуды излучения смещается в сторону длинных волн. При T = 8 К максимум линии наблюдается при 107,77 см⁻¹, при T = 20 К – при 107,76 см⁻¹, а при T = 25 К – при 107,755 см⁻¹. Ширина линии на полувысоте составляла 0,017–0,020 см⁻¹, что в 2 раза больше спектрального разрешения прибора в этих измерениях.

При уменьшении длительности импульса до 2 мкс и увеличении скважности при температуре хладопровода T = 8 К было обнаружено, что максимум спектра сместился в сторону высоких энергий (107,79 см⁻¹), при этом ширина уменьшилась до 0,013 см⁻¹ (спектральное разрешение прибора в этом случае было 0,007 см⁻¹).

Очевидно, наблюдаемые эффекты связаны с изменением температуры лазера и, вследствие этого, оптической длины резонатора. Повышение скважности импульсов тока приводит к уменьшению средней температуры прибора, вследствие чего происходит высокочастотный сдвиг линии излучения (при T = 8 K) в противоположность низкочастотному сдвигу при повышении температуры хладопровода. Обужение линии излучения при уменьшении длительности импульса с 10 до 2 мкс связано, скорее всего, с разогревом лазера в течение импульса. В результате в разные моменты импульса излучение происходит на различных частотах, что и определяет наблюдаемую ширину линии излучения. Для того чтобы обузить линию в спектре излучения ККЛ (ширина которой много больше «естественной» ширины линии излучения

лазера), необходимо либо использовать более короткие импульсы тока, в течение которых лазер не успевает сильно нагреваться, либо перейти в непрерывный режим и обеспечивать постоянную стабильную температуру лазера и величину питающего тока (в последнем случае альтернативным вариантом может быть использование ФАПЧ). В дальнейшем мы предполагаем для исследований спектров излучения ККЛ с более высоким спектральным излучением использовать гетеродинный приемник с гармоническим смесителем на основе полупроводниковой сверхрешетки и лампы обратной волны в качестве гетеродина.

Работа поддержана РФФИ (проект 08-02-00962), РАН и ФЦП «Научные и научнопедагогические кадры инновационной России» на 2009–2013 годы (ГК №П1211).

1. *Kumar, S.* 186 K operation of terahertz quantumcascade lasers based on a diagonal design / S. Kumar, Q. Hu, J.L. Reno // Appl. Phys. Lett. 2009. V. 94. P. 131105.

2. *Betz, A.L.* Frequency and phase-lock control of a 3 THz quantum cascade laser / A.L. Betz, R.T. Boreiko, B.S. Williams, S. Kumar, Q. Husetts, J.L. Reno // Optics Letters. 2005. V. 30. P. 1837.

3. Антонов А.В. Исследование квантовых каскадных лазеров терагерцового диапазона и их применение для спектроскопии полупроводниковых структур / А.В. Антонов, В.И. Гавриленко, А.В. Иконников, К.В. Маремьянин, А.А. Ластовкин, С.В. Морозов, Д.В. Ушаков, Ю.Г. Садофьев, N. Samal // Нанофизика и наноэлектроника : материалы всероссийского симпозиума, Нижний Новгород, ИФМ РАН, 16–20 марта 2009. Нижний Новгород : ИФМ РАН, 2009. Т. 2. С. 378–379.

4. Антонов, А.В. Спектры излучения квантовых каскадных лазеров терагерцового диапазона / А.В. Антонов, В.И. Гавриленко, А.В. Иконников, К.В. Маремьянин, А.А. Ластовкин, С.В. Морозов, Д.В. Ушаков, Ю.Г. Садофьев, Н. Самал // Известия вузов. Радиофизика. 2009. Т. 52, № 7. Р. 550–556.

5. *Luo, H.* Terahertz quantum-cascade laser based on a three-well active module / H. Luo, S.R. Laframboise, Z.R. Wasilewski, G.C. Aers, H.C. Liu, J.C. Cao // Appl. Phys. Lett. 2007. V. 90. 041112.



Рис. 1. Спектры излучения ККЛ

Optical diagnostics of GaAs nanoheterostructures growth

I.P. Kazakov¹, E.V. Glazyrin¹, S.S. Shmelev^{1,2}, V.N. Kukin², S.A. Savinov¹

¹P.N. Lebedev Physical Institute of Russian Academy of Sciences, Moscow. ²Moscow Institute of Electronic Technology (Technical University), Zelenograd. e-mail: ipkazakov@yandex.ru

e-mail. Ipkazakov@yandex.it

During the recent years, optical reflectance observation methods are being widely developed as in situ diagnostics methods of semiconductor heterostructures growth. Being non-destructive, showing large probing depth, these methods are a significant supplement to commonly used reflectance high-energy electron diffraction (RHEED) in molecular beam epitaxy (MBE). However, only a few works deal with in situ optical investigation of heterostructures with nanosize layers, e.g. [1], where spectroscopic ellipsometry research is carried out. In the present work the growth of resonant tunnelling diodes (RTD) heterostructures was studied by optical reflectance and reflectance anisotropy. Precise monitoring of RTD heterostructures is of crucial importance as a one monolayer barrier thickness variation results in a change of current density by a factor of 2 to 3 [2].

Heterostructures for RTD with AlAs (2,3 nm)/GaAs (4,5 nm)/AlAs (2,0 nm) active region were grown by MBE on GaAs(001) substrates. Various stages of heterostructures growth (oxide desorption, buffer layer and active region growth) were studied *in situ* by EpiRAS IR TT (LayTec) optical spectrometer.

Time dependences of reflectance and reflectance anisotropy were analyzed for normal incidence on the heterostructures of the light beam with $\lambda = 500$ nm. Reflectance anisotropy is defined by the following equation:

$$\frac{dr}{r} = 2 \times \frac{r_x - r_y}{r_x + r_y}$$

where r_x and r_y correspond to the reflectance of light polarized in transverse directions along [-110] and [110] respectively. Temperatures at substrate surface were measured by the IR pyrometer built in the spectrometer.

In the present work oxide removal was performed by annealing of GaAs substrate in the MBE growth chamber. The oxide desorption temperature is defined at 580 °C, while the substrates are usually annealed at higher temperature of 620 °C. Flex points on graphs (Fig. 1) marked by arrows correspond to morphology changes during volatile As oxides (300–400 °C) and more stable Ga oxides (500–600 °C) desorption. Annealing at 620 °C results in surface roughness that can be detected by optical reflectance decrease and reflectance anisotropy increase (Fig. 1). Thus the oxide removal was performed by annealing at lower temperature of 580 °C. That resulted in smoother surface during GaAs buffer layer growth.

Reflectance measurements during buffer layer growth indicate (Fig. 2) that low annealing temperature (580 °C) results in quicker establishment of smooth surface, if compared to high annealing tem-

perature (620 °C) when the surface smoothness recovers slower.



Fig. 1. Time dependences of reflectance and reflectance anisotropy from the GaAs substrate surface during temperature annealing ($\lambda = 500$ nm).

The reflectance curve for substrate annealing temperature 620 °C (Fig. 2) shows a large dip that is a result of the formation of facets on rough surface after oxide desorption and surface etching during the further annealing. RHEED patterns displayed oblique reflexes just after start growth.



Fig. 2. Time dependence of reflectance ($\lambda = 500$ nm) during GaAs buffer layer growth for samples with rough and smooth surface after oxide desorption.

AFM investigation of such samples indicates 3D growth mode. For samples with oxide desorption at 580 °C the reflectance dip is less at the initial growth stages, as the surface roughness change is less significant. 2D growth regime of the buffer layer for substrate annealed at lower temperature is proven by AFM images (Fig. 3) that showed the presence of monoatomic steps on the surface of the resulting RTD heterostructure.

Height of the steps was estimated by averaging the height profile of the plateau surface areas (inset Fig. 3). Boundaries between the plateaus were defined arbitrarily. AFM image displays that the height of the steps was approximately 1-2 ML (1 ML = 0,283 nm).



Fig. 3. AFM image of heterostructure surface. Inset shows the surface height along the line, illustrating the presence of monoatomic steps.



Fig. 4. Time dependence of reflectance anisotropy during the RTD active region growth ($\lambda = 500$ nm). Layers composition is shown for the respective fragments of the curve.

The formation of RTD active region was generally monitored by reflectance anisotropy measurements as the normal reflectance signal was less informative due to small thickness of epilayers (a few ML). GaAs/AlAs transition is clearly observed in the curve of reflectance anisotropy as seen on Fig. 4. Rapid changes of reflectance anisotropy signal on heterointerfaces are most likely caused by anisotropy induced by Ga atoms replaced by Al and vice versa, as the *in situ* RHEED patterns do not indicate reconstruction transition.

The change in anisotropy is a result of different bonding energies of Al-As and Ga-As. Asymmetrical shape of the curve may be explained by higher roughness at AlAs/GaAs than at GaAs/AlAs heterointerface. GaAs/AlAs first heterointerface roughness is approximately 2 ML (Fig. 4) that is in good agreement with the AFM measurements. It is clearly shown that reflectance anisotropy allows RTD growth monitoring with approximately 1 ML resolution.

Abrupt GaAs/AlAs/GaAs heterointerfaces of the heterostructures can be observed in TEM cross-section image (Fig. 5).



Fig. 5. TEM image of the RTD active region. Bright contrast – AlAs, dark contrast – GaAs.

High quality of the grown RTD heterostructures was confirmed by their I-V characteristics, where peak-to-valley ratio was 2,7÷3 at room temperature.

In the present work it has been shown that reflectance and reflectance anisotropy can be efficiently used to *in situ* control RTD heterostructures growth processes at every growth stage, including active region growth. Optical monitoring of GaAs/AlAs heterostructures growth processes allows to achieve approximately 1 ML resolution at $\lambda = 500$ nm. Eventually, RTD heterostructures on the base of GaAs/AlAs with peak-to-valley ratio 2,7÷3 at room temperature were grown.

The research was supported by RFFI grant N_{0} 08-02-00451-a.

Celii F.G. et al. // J. Vac. Sci. Tecnol. A, 13(3), 733 (1995).
 Broekaert T.P.E. et al. // Appl. Phys. Lett., 53, 1545 (1988).

Магнитоплазменные колебания в квантовом кольце конечной ширины

В.М. Ковалев, А.В. Чаплик

Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова СО РАН, пр. Академика Лаврентьева, 13, Новосибирск. e-mail: vadimkovalev@isp.nsc.ru

Эффект Аронова – Бома (АБ) был теоретически предсказан, а затем наблюдался в экспериментах с заряженными частицами. Относительно недавно было показано, что в твердом теле магнитные осцилляции возможны и для нейтральных возбуждений типа экситонов в квантовых кольцах [1] и плазмонов в нанотрубках [2]. Толщина нанотрубки и толщина кольца считались пренебрежимо малыми, и тогда поток магнитного поля становится вполне определенной величиной. Малая толщина нанотрубки по сравнению с ее радиусом делает такое приближение вполне разумным. Сложнее дело обстоит с квантовым кольцом, где, как известно, такое приближение не всегда справедливо. Конечная ширина кольца означает, что магнитный поток через кольцо не фиксирован. Из общих соображений следует, что деструктивная интерференция вкладов различных электронных траекторий в фазу волновой функции должна привести к нарушению строгой периодичности АБ-осцилляций. Такое нарушение действительно имеет место, но представляет интерес конкретная реализация этого сценария. В кольце конечной ширины возникает специфическая зависимость периода АБ-осцилляций от магнитного поля, причем в области малых полей амплитуда АБ-осцилляций медленно возрастает.

Для расчета плазменных частот мы воспользуемся моделью, допускающей аналитическое решение одночастичного уравнения Шрёдингера. Потенциальная энергия электронов в кольце записывается в виде

$$U(\rho) = \frac{\mu \omega_0^2 \rho_0^2}{8} \left(\frac{\rho^2}{\rho_0^2} + \frac{\rho_0^2}{\rho^2} \right).$$
(1)

Здесь μ – эффективная масса электрона, ρ_0 – радиус кольца (срединной окружности), ω_0 – параметр, характеризующий частоту малых радиальных колебаний электрона. Уравнение Шрёдингера с таким потенциалом допускает точное аналитическое решение, которое мы здесь не приводим (детали см. в [3]). Зная волновые функции и спектр энергии E_m одночастичных состояний и воспользовавшись условием малой ширины кольца

$$\beta = \frac{\mu \omega_0 \rho_0^2}{2\hbar} >> 1 \,, \tag{2}$$

можно получить дисперсионное уравнение

$$1 = e^{2} F_{\ell} \sum_{m} \frac{f_{m} - f_{m+\ell}}{E_{m} - E_{m+\ell} - \omega},$$
 (3)

$$F_{\ell} = \frac{1}{\pi \rho_0} \left(\ln \left[\frac{2\sqrt{2}\rho_0}{e^{C/2}\Delta} \right] - \psi(\ell + 1/2) \right), \quad (4)$$

где Δ – ширина кольца, $\psi(x)$, C – функция и постоянная Эйлера. Аналитическое решение дисперсионного уравнения (3) можно получить в «длинноволновом приближении», т.е. когда $\omega >> E_m - E_{m+\ell}$. Вычисления дают:

$$\omega_{\ell}^{2} = 2e^{2}F_{\ell}\alpha BN\ell^{2} + \frac{32}{\sqrt{2}}\sqrt{\frac{e^{2}F_{\ell}}{N}}(\alpha B)^{3/2}\ell^{2}\sum_{k}A_{k}\sin\left(2\pi k\frac{\varPhi}{\alpha\varPhi_{0}}\right), \quad (5)$$

где амплитуды



Зависимость плазменной частоты для $\ell = 1$ от магнитного потока сквозь срединную окружность кольца. Магнитный поток задан в единицах кванта Φ_0 , плазменная частота в единицах вращательного кванта *B*.

Величина $\alpha^2 = 1 + \omega_c^2 / \omega_0^2$, ω_c – циклотронная частота. Первое слагаемое в (5) дает монотонную (по магнитному полю) часть дисперсии, второе описывает эффект АБ-осцилляций. Отметим, что при больших угловых моментах $\ell >> 1$ монотонный вклад пропорционален $\ell^2 \ln \ell$, что эквивалентно закону дисперсии одномерного плазмона в квантовой проволоке. В осциллирующей части с ростом магнитного поля увеличивается как период, так и амплитуда, однако рост амплитуды имеет место в области, соответствующей длинноволновому пределу, тогда как период возрастает во всей области магнитных полей. Это видно из рисунка, где представлено численное решение дисперсионного уравнения. Для расчета использовались следующие параметры: $\rho_0 = 10a_B^*$, $\Delta = a_B^*$. Здесь a_B^* – боровский радиус электрона. Число электронов в кольце N = 50.

Таким образом, в кольце конечной ширины зависимость частоты плазмона от магнитного поля содержит как монотонную часть, так и АБ осцилляции, период и амплитуда которых также меняются с магнитным полем. Характерная напряженность магнитного поля определяется сравнением магнитной длины и ширины кольца.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (грант № 08-02-0152), гранта Президента РФ (МК-299.2008.2) и программ РАН.

1. Чаплик А.В. // Письма в ЖЭТФ, **62**, 885 (1995).

2. Ведерников А.И., Говоров А.О., Чаплик А.В. // ЖЭТФ, **120**, 979 (2001).

3. Ковалев В.М., Чаплик А.В. // Письма в ЖЭТФ, 90, 753 (2009).

Влияние релаксации упругих напряжений на люминесцентные свойства и процессы возбуждения редкоземельной примеси в эпитаксиальных структурах Si_{1-x}Ge_x:Er/Si

Л.В. Красильникова¹, А.Н. Яблонский¹, М.В. Степихова¹, В.Г. Шенгуров², $3.\Phi$. Красильник¹

¹ Институт физики микроструктур РАН, ГСП-105, Нижний Новгород.

² Научно-исследовательский физико-технический институт ННГУ, пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород. e-mail: luda@ipm.sci-nnov.ru

Интерес к структурам Si_{1-x}Ge_x:Er/Si вызван, прежде всего, возможностью создания эффективных источников излучения на их основе. Можно показать [1], что введение германия в легированный эрбием активный слой позволяет формировать в структурах этого типа эффективный волновод, степень локализации оптических мод в котором достигает Г = 98%. Максимальная локализация оптических мод в слоях Si_{1-x}Ge_x:Er имеет место при высоком содержании германия и большой толщине активного слоя, что на практике реализуется только в релаксированных структурах Si_{1-x}Ge_x:Er/Si. В этой связи интерес представляет исследование влияния процессов релаксации упругих напряжений на люминесцентные свойства примеси Er^{3+} в гетероструктурах $Si_{1-x}Ge_x:Er/Si$.

В настоящей работе проведено исследование люминесцентных свойств, в том числе спектров возбуждения и кинетик эрбиевой и дефектной компонент ФЛ, эпитаксиальных структур Si_{1-x}Ge_x:Er/Si и Si_{1-x}Ge_x/Si с содержанием германия, варьируемым в диапазоне от 10 до 31%. Изменению содержания германия в этом диапазоне соответствует изменение ширины запрещенной зоны гетерослоя от 1.13 эВ (x = 10%) до 1.04 эВ (x = 31%).

Исследованные структуры Si_{1-x}Ge_x:Er/Si и Si_{1-x}Ge_x/Si выращивались методом сублимационной МЛЭ в среде GeH₄ [2]. При формировании активного слоя поток атомов Er создавался испарением поликристаллического источника Si, легированного эрбием. Структурные свойства и элементный состав выращенных слоев анализировались методами рентгеновской дифракции и вторичной ионной масс-спектрометрии. Как показали результаты исследований, распределение примеси эрбия в слоях Si_{1-x}Ge_x:Er носит однородный характер с концентрацией ~ $(0.7-5) \cdot 10^{18}$ см⁻³. Толщина исследованных эпитаксиальных структур варьировалась от 0.3 до 2.6 мкм. Содержание Ge в гетерослоях Si_{1-x}Ge_x:Er и Si_{1-x}Ge_x изменялось от 10 до 31%, величина остаточных упругих напряжений (RES), характеризующая степень релаксации, - 82÷6%.

Для исследования спектров возбуждения ФЛ использовался параметрический генератор света MOPO-SL (Spectra-Physics). Регистрация сигнала ФЛ с наносекундным временным разрешением осуществлялась с помощью решеточного спектрометра Acton 2300i, ФЭУ на основе InP/InGaAs (Hamamatsu) и цифрового осциллографа WS 432 (Le Croy). Спектры возбуждения эрбиевой и дефектной компонент ФЛ изучались в структурах $Si_{1-x}Ge_x$:Er/Si и $Si_{1-x}Ge_x/Si$ в диапазоне длин волн возбуждающего излучения 700–1300 нм при температурах 16 и 77 К.

Bo всех исследованных структурах Si_{1-x}Ge_x:Er/Si с x от 10 до 31% значительный сигнал эрбиевой ФЛ наблюдается как при условии межзонного возбуждения, так и при энергиях кванта возбуждающего излучения, существенно меньше ширины запрещенной зоны твердого раствора Si_{1-x}Ge_x (рис. 1). В области длин волн 1040-1050 нм в спектрах возбуждения эрбиевой ФЛ наблюдается максимум, ширина которого увеличивается с уменьшением ширины запрещенной зоны активного материала и с уменьшением величины RES. Возникновение сигнала эрбиевой люминесценции при возбуждении квантами света с энергией, меньше ширины запрещенной зоны твердого раствора Si_{1-x}Ge_x, может быть объяснено, как и в работе [3], существованием примеснодефектных (связанных, в частности, с внедрением иона эрбия) либо дефектных уровней в запрещенной зоне полупроводника и их участием в процессах возбуждения. В этом случае поглощение кванта света с энергией $hv_{ex} < E_g$ может приводить к возбуждению электронов из валентной зоны непосредственно на энергетические уровни в запрещенной зоне и к их последующей безызлучательной рекомбинации с передачей энергии ионам Er³⁺.

По результатам совместных исследований спектроскопии возбуждения и кинетики ФЛ выделены компоненты, вносящие преимущественный вклад в сигнал ФЛ гетероструктур Si_{1-x}Ge_x:Er/Si. Во временном интервале до 10 мкс в люминесцентном отклике определяющую роль играют дефектно-примесные компоненты с т ~ 1 мкс, связанные с присутствием в структурах дефектов и дефектно-примесных комплексов (в частности, Р-линии), что проявляется в том числе в спектрах фотолюминесценции. Спектры возбуждения дефектных компонент ФЛ смещены по отношению к спектрам возбуждения эрбиевой ФЛ в коротковолновую область: связываемый с присутствием в структурах дефектов и дефектно-примесных комплексов люминесцентный отклик не наблюдается при энергиях кванта возбуждающего излучения, меньше ширины запрещенной зоны твердого



Рис. 1. Спектры возбуждения эрбиевой (закрашенные символы) и дефектной (незакрашенные символы) компонент ФЛ в структурах Si_{1-x}Ge_x:Er/Si с содержанием германия, варьирующимся от 10 до 31%. Стрелками показана ширина запрещенной зоны для слоев Si_{1-x}Ge_x:Er при T = 16 K.

раствора $Si_{1-x}Ge_x$ (рис. 1). Полученные данные хорошо согласуются с результатами исследований структур $Si_{1-x}Ge_x/Si$ с отрелаксированным гетерослоем $Si_{1-x}Ge_x$, не легированным примесью эрбия, в которых сигнал фотолюминесценции преимущественно имеет дислокационную природу.

Во временном интервале от 10 мкс до 10 мс в люминесцентный отклик структур Si_{1-x}Ge_x:Er/Si на длине волны 1.54 мкм доминирующий вклад вносят компоненты, связанные с редкоземельной примесью эрбия. Фотолюминесценция ионов Er³⁺ в структурах Si_{1-x}Ge_x:Er/Si с x = 10-31% и толщиной активного гетероэпитаксиального слоя вплоть до 2.6 мкм характеризуется типичными для редкоземельной примеси временами затухания ~ 0.8–1 мс. Последнее свидетельствует о незначительной роли безызлучательных каналов рекомбинации и слабом влиянии степени релаксации гетерослоя на время спада сигнала эрбиевой ФЛ.

Следует также отметить, что коротковременные компоненты сигнала ФЛ, выделенные в результате исследований кинетик ФЛ и связываемые с присутствием в структурах $Si_{1-x}Ge_x$:Er/Si дефектов и дефектно-примесных комплексов (рис. 2), по интенсивности сигнала на несколько порядков величины меньше люминесцентного отклика редкоземельной примеси. Таким образом, по результатам исследований показано, что релаксация упругих напряжений в структурах Si_{1-x}Ge_x:Er/Si оказывает незначительное влияние на процессы девозбуждения редкоземельной примеси, в частности кинетики релаксации сигнала эрбиевой люминесценции. Интенсивность сигнала эрбиевой ФЛ превышает интенсив ность сигнала дефектной компоненты ФЛ на несколько порядков величины. Преимущественно, роль дефектной компоненты проявляется в спектрах возбуждения ФЛ. Наблюдаемые особенности спектров возбуждения эрбиевой ФЛ могут быть связаны с участием в процессах возбуждения ионов эрбия промежуточных уровней в запрещенной зоне полупроводника.



Рис. 2. Спектры фотолюминесценции эрбиевой и дефектной компонент в структуре $Si_{0,69}Ge_{0,31}$: Er/Si при возбуждении светом с длиной волны 1040 нм.

Работа выполнена в рамках реализации Федеральной целевой программы «Научные и научнопедагогические кадры инновационной России» на 2009–2013 годы.

1. Stepikhova, M. Si/SiGe:Er/Si Structures for Laser Realization: Theoretical Analysis and Luminescent Studies / M. Stepikhova, L. Krasil'nikova, Z. Krasil'nik, V. Shengurov, V. Chalkov, S. Svetlov, D. Zhigunov, V. Timoshenko, O. Shalygina, P. Kashkarov // Journal of Crystal Growth. 2006. V. 288, iss. 1. P. 65–69.

2. Светлов, С.П. Гетероэпитаксиальные структуры Si_{1-x}Ge_x/Si(100), полученные сублимационной молекулярно-лучевой эпитаксией кремния в среде GeH₄ / С.П. Светлов, В.Г. Шенгуров, В.Ю. Чалков, З.Ф. Красильник, Б.А. Андреев, Ю.Н. Дроздов // Изв. РАН. Сер. физическая. 2001. Т. 65, № 2. С. 203–206.

3. Андреев, Б.А. Особенности спектров возбуждения фотолюминесценции ионов Er³⁺ в эпитаксиальных кремниевых структурах, легированных эрбием / Андреев Б.А., Красильник З.Ф., Крыжков Д.И., Яблонский А.Н., Кузнецов В.П., Gregorkiewicz T., Klik M.A.J. // ФТТ. 2004. Т. 46, вып. 1. С. 98–101.

Электролюминесценция центра Er-1 в диодных структурах Si:Er/Si при ударном механизме возбуждения

К.Е. Кудрявцев, В.Б. Шмагин, Д.В. Шенгуров, З.Ф. Красильник

Институт физики микроструктур РАН, ГСП-105, Нижний Новгород. e-mail: konstantin@ipm.sci-nnov.ru

Структуры на основе кремния, легированного эрбием, рассматриваются как один из возможных подходов к созданию источника излучения на 1.5 мкм, совместимого с кремниевой технологией. Во многом этот интерес обусловлен перспективами получения оптического усиления в структурах на основе Si:Er. Так, метод сублимационной молекулярно-лучевой эпитаксии (СМЛЭ) позволяет получать структуры Si:Er:O/Si с исключительно узкими (10 мкэВ при 4.2 К [1]) линиями фотолюминесценции (ФЛ), принадлежащими одному типу эрбиевых центров Er-1 [1, 2]. При этом оценка достижимого коэффициента усиления (~30 см⁻¹) заметно превысила оценку возможных потерь $(\sim 1 \text{ см}^{-1})$ [3]. В работе [4] была реализована инжекционная токовая накачка центра Er-1 в диодных структурах Si:Er/Si. В этом случае наблюдалась интенсивная электролюминесценция (ЭЛ) эрбия при низких температурах, а ширина основной линии люминесценции при температуре T == 30 К составила 25 мкэВ. При этом сечение возбуждения центра Er-1 составило $\sigma = 4 \cdot 10^{-15}$ см², что превосходит лучшие значения для структур Si:Er как при оптической, так и при токовой накачке [5]. В то же время температурное гашение люминесценции, характерное для структур на основе Si:Er при рекомбинационном возбуждении ионов Er³⁺, не позволяет наблюдать ЭЛ центра Er-1 при температуре T > 160 К. Было показано [6], что гашение люминесценции ионов Er³⁺ при рекомбинационном возбуждении связано с оже-девозбуждением ионов Er³⁺ и уменьшением эффективности возбуждения эрбия по мере увеличения температуры. Для центров эрбия преципитатного типа проблема температурного гашения ЭЛ преодолена переходом к ударному возбуждению эрбия, что позволяет наблюдать ЭЛ при комнатной температуре [7]. В данной работе выращены диодные структуры Si:Er/Si с излучающими центрами типа Er-1, в которых впервые реализован ударный механизм возбуждения центра Er-1, и представлены исследования ударного возбуждения центра Er-1 в Si:Er/Si диодах.

Исследуемые структуры выращены с применением метода СМЛЭ на подложках КДБ-0.2 (100), процедура роста подробно описана в [4]. Единственным отличием от [4] является дополнительное легирование слоя n-Si:Ег донорными примесями (P, As), что позволяет влиять на механизм пробоя р/n-перехода. Это важно, поскольку, согласно предшествующим исследованиям [8], механизм пробоя во многом определяет интенсивность эрбиевой ЭЛ при реализации ударного механизма возбуждения. Полная концентрация электрически активных примесей в слое n-Si:Er составила в исследуемых структурах, по данным C-V-профилирования, $N_D \sim 6 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$. Отметим, что в отсутствие дополнительного легирования характерная концентрация электрически активных примесей составляла $N_D \sim 10^{17} \text{ см}^{-3}$ [4].



Рис. 1. Вольт-амперные характеристики исследуемой структуры при различных температурах.

Обратные ветви вольт-амперных характеристик исследуемых структур при различных температурах в диапазоне T = 45-300 К приведены на рис. 1. Напряжение пробоя падает с ростом температуры, что указывает на туннельный механизм пробоя р/n-перехода.

При температуре T = 77 К исследованы электролюминесцентные свойства полученных диодных структур. Измерения проводились с использованием фурье-спектрометра ВОМЕМ DA-3 с высокочувствительным германиевым приёмником. Спектральное разрешение составляло до 0.2 см⁻¹. В спектре ЭЛ исследуемого образца при обратном смещении p/n-перехода (рис. 2) наблюдается ряд линий, принадлежащих нескольким оптически активным центрам эрбия (SiO_x:Er, Er-O1, Er-1), на фоне широкой полосы "горячей" люминесценции, обусловленной внутризонными переходами горячих носителей заряда. Отметим, что для исследованных в данной работе структур, и при ЭЛ в прямом смещении диодной структуры, и в случае ФЛ в спектре люминесценции также присутствует несколько излучающих центров иона Er³⁺; при этом интенсивности люминесценции различных эрбиевых центров сравнимы. Это отличает исследуемые структуры от рассмотренных в [4]: в последних именно центр Er-1 вносил определяющий вклад в сигнал ЭЛ. Возможно, что данное различие связано с погрешностью ростового эксперимента (повышенная по сравнению с оптимальной температура роста образца). Спектральная ширина линии люминесценции составила 0.7 см⁻¹ при T = 77 К, что согласуется с результатами предшествующих исследований ФЛ и инжекционной люминесценции центра Er-1.



Рис. 2. Спектр ЭЛ при обратном смещении T = 77 K, разрешение 1 см⁻¹.



Рис. 3. Зависимости интенсивности ЭЛ центра Er-1 и "горячей" ЭЛ от тока накачки. *T* = 77 К.

Отметим, что при малых токах накачки интенсивность эрбиевой компоненты существенно превышает интенсивность горячей ЭЛ. Измеренная зависимость интенсивности ЭЛ обратно-смещенного диода для центра Er-1 и полосы "горячей" люминесценции от тока накачки представлена на рис. 3.

Полученная зависимость интенсивности эрбиевой ЭЛ от тока накачки достаточно хорошо описывается модельным выражением вида

$$I_{EL} \propto N^* \propto \frac{\sigma \tau(j/e)}{1 + \sigma \tau(j/e)},$$

получаемым для стационарного состояния (d/dt = 0) из уравнения баланса

$$\frac{dN^*}{dt} = \sigma(j/e)(N-N^*) - \frac{N^*}{\tau}.$$

Здесь N – полная концентрации ионов эрбия, N^* – концентрация возбужденных ионов эрбия, σ – эффективное сечение возбуждения иона Er^{3+} , τ – время жизни иона Er^{3+} в возбужденном состоянии, j – плотность тока накачки, e – элементарный за-

ряд. В рамках данной модели измеренная зависимость $I_{EL}(j)$ позволяет определить "эффективность" ударного возбуждения ионов Er^{3+} в составе центра Er-1 ($\sigma\tau$)=5·10⁻²⁰ см²·с. Полученное значение близко к характерным величинам для эрбиевых центров преципитатного типа в Si:Er/Siдиодах с туннельным механизмом пробоя [8].

К сожалению, в данной работе не удалось получить структуры, в которых центр Er-1 вносит преобладающий вклад в ЭЛ обратносмещенных диодов Si:Er/Si. По этой причине не проведены измерения с временным разрешением для центра Er-1 при ударном возбуждении. В то же время на основании предшествующих исследований [6] можно предположить, что кинетика эрбиевой ЭЛ в исследуемых структурах будет определяться в основном оже-девозбуждением эрбия свободными и неравновесными носителями заряда. Характерное время оже-релаксации в ранее исследованных диодах с центром Er-1 не превышает 200 мкс [6], что позволяет оценить сечение возбуждения на уровне $\sigma_{\rm eff} \sim 10^{-16} \text{ см}^2$. Данное значение также достаточно хорошо согласуется с характерными величинами для ударного возбуждения ионов Er³⁺ в Si:Er/Si-диодах.

Отметим, что при комнатной температуре люминесценция центра Er-1 в обратносмещенных диодах Si:Er/Si не наблюдалась, в то время как для центров преципитатного типа в этих же структурах сигнал ЭЛ был виден вплоть до комнатной температуры. Исследование температурного гашения эрбиевых центров с линейчатой структурой спектра люминесценции (в том числе, Er-1) является предметом дальнейших исследований.

Таким образом, в работе выращены диодные структуры Si:Er/Si с излучающими центрами типа Er-1 и дополнительным легированием слоя n-Si:Er донорами V группы (P, As). Впервые зарегистрирована ЭЛ центра Er-1 при ударном механизме возбуждения. Ширина линии люминесценции составила ~0.7 см⁻¹ при T = 77 K, что совпадает с результатами исследований ФЛ слоев Si:Er и инжекционной ЭЛ в Si:Er/Si-диодах с центром Er-1. Эффективность возбуждения ионов Er³⁺ в составе центра Er-1 составила ($\sigma\tau$)=5·10⁻²⁰ см²·с.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (09-02-00898).

1. Vinh N.Q. et al. // Phys. Rev. B, 70 115332 (2004).

2. Андреев А.Ю. и др. // ФТП, **33**(2), 156 (1999).

3. *Алешкин В.Я. и др. //* Материалы симпозиума "Нанофотоника-2002", 10–14 марта 2002 г. С. 289.

4. *Kudryavtsev K.E. et al.* // Semiconductor Science & Technology, **24**, 065009 (2009).

5. Priolo F. et al. // Phys. Rev. B, 57, 4443 (1998).

6. Kudryavtsev K.E. et al. // Physica B, 404, 4593 (2009).

7. Franzo G. et al. // Appl. Phys. Lett., 64(17), 2235 (1994).

8. Шмагин В.Б. и др. // ФТТ, 46(1), 110 (2004).

Безынверсное усиление излучения в полупроводниковых наноструктурах с квантовыми ямами: путь к созданию частотно-перестраиваемого дальнего инфракрасного и ТГц-лазера

В.А. Кукушкин

Институт прикладной физики РАН, ул. Ульянова, 46, Нижний Новгород. e-mail: vakuk@appl.sci-nnov.ru

В настоящей работе предложена принципиальная схема усилителя или генератора (лазера) в дальнем инфракрасном (ИК) и ТГц-диапазоне на полупроводниковой наногетероструктуре с квантовыми ямами (КЯ). Ожидается, что он будет работать при комнатной температуре (в импульсном режиме), а существенное (в несколько раз) изменение частоты его генерации будет осуществляться путём регулирования мощности накачивающего излучения среднего ИК-диапазона (получаемого, например, от СО₂-лазера). Такой усилитель или лазер может стать удобным легко перестраиваемым источником дальнего ИК- и ТГц-излучения как для фундаментальных исследований, так и для практических приложений, особенно в биологии и медицине.

В качестве активной среды для рассматриваемого усилителя или лазера предлагается использовать сверхрешетку из воронкообразных симметричных КЯ, разделённых достаточно широкими барьерами, так что КЯ могут считаться независимыми. Один из периодов этой решетки, выполненной на основе AlGaAs-гетеросистемы, показан на рис. 1. Применение указанной специальной формы КЯ позволяет добиться ситуации, когда переход из основной подзоны 1 зоны проводимости в первую возбуждённую подзону 2 зоны проводимости дипольно разрешен, а во вторую возбуждённую подзону 3 зоны проводимости – дипольно запрещён, тогда как переход между двумя возбуждёнными подзонами 2 и 3 является дипольно разрешенным. Кроме того, расстояние между основной и первой возбуждённой подзонами $\hbar \omega_{21}$ много больше, чем расстояние между второй и первой возбуждённой подзонами $\hbar\omega_{32}$. В результате накачивающее среднее ИК-излучение эффективно взаимодействует лишь с переходом $2 \leftrightarrow 1$, тогда как усиливаемое дальнее ИК- или ТГц-поле - лишь с переходом 3 ↔ 2. Вследствие эффектов непараболичности массы электронов (определяющие зависимости их энергий от р) в различных подзонах слегка различаются, что приводит к слабой зависимости указанных частот межподзонных переходов от р (неоднородное уширение).

В такой системе подзон можно реализовать так называемую нижнюю лестничную схему безынверсного усиления [1]. Известно, что в такой схеме частота, соответствующая максимуму коэффициента усиления, может существенно зависеть от частоты и интенсивности накачивающего излучения [2, 3]. В результате, меняя величину последней, можно добиться существенной перестройки частоты выходного излучения соответствующего лазера. Однако для того, чтобы такой лазер работал в дальнем ИК- и ТГц-диапазоне, необходимо чтобы частота Раби для накачивающего среднего ИК-поля также лежала в этой частотной области.



Рис. 1. Дно зоны проводимости в воронкообразной симметричной КЯ как функция координаты z вдоль оси роста. Также показаны энергии E_{10} , E_{20} и E_{30} трёх рассматриваемых рабочих подзон при квазиимпульсе электронов в плоскости КЯ $\mathbf{p} = 0$ и формы соответствующих огибающих волновых функций. Все энергии отсчитываются от дна зоны проводимости GaAs. В данной КЯ имеется также четвёртая подзона (не показанная на этом рисунке) с $E_{40} = 0,3$ эВ.

Данное обстоятельство объясняет причину, по которой предложенный в [2] частотноперестраиваемый безынверсный дальний ИК- и ТГц-лазер не был реализован в атомарных и молекулярных активных средах. Малость дипольных моментов составляющих их атомов и молекул требует для его реализации применения накачивающего излучения с высокой интенсивностью $\sim 10^{10}$ Вт/см². Достижение такой интенсивности является технически сложной задачей и может привести к разрушению самой активной среды. С другой стороны, дипольные моменты переходов в КЯ в несколько десятков раз больше, чем аналогичные величины в атомах и молекулах. В результате интенсивность накачивающего излучения, требуемая для реализации рассматриваемой схемы частотно-перестраиваемого дальнего ИК- и ТГцлазера в КЯ, намного (почти в 10³ раз) меньше, чем для атомарных и молекулярных систем, и экспериментально вполне достижима.



Рис. 2. Схема резонатора для дальнего ИК- и ТГцлазера. Зеркала выполнены из высокопроводящего металла. Также показано направление ввода и поляризация накачивающего излучения и используемая в тексте система координат. Параметры: a = 150 мкм, h = 52,5 мкм и w = 26 мкм.

Схема резонатора для рассматриваемого дальнего ИК- и ТГц-лазера показана на рис. 2. Активный слой является сверхрешеткой, состоящей из 3714 повторений периода, показанного на рис. 1. Показатель преломления боковых слоёв Al_{0 27}Ga_{0 73}As равен усреднённому показателю преломления активного слоя, который вместе с ними образует центральный волноводный слой. Два внешних AlAs-слоя играют роль обкладочных слоёв. Большая толщина центрального волноводного слоя 2а обеспечивает малость х-компоненты электрического поля наинизшей симметричной ТМмоды дальнего ИК- и ТГц-излучения в активном слое и, как следствие, малость его омической диссипации, обусловленной этой компонентой.

Другим источником потерь дальнего ИК- и ТГц-поля является его омическая диссипация за счёт фотопроводимости активного слоя, т. е. проводимости, возникающей в нём за счёт фотоионизации КЯ сильным полем накачки и создания конечной концентрации электронов, находящихся в состояниях непрерывного спектра. Такая фотоионизация энергетически возможна лишь из четвёртой подзоны размерного квантования (см. подпись к рис. 1). Учёт этого процесса вместе с обратным процессом захвата находящихся в состояниях непрерывного спектра электронов в КЯ позволяет оценить их концентрацию и величину соответствующего коэффициента поглощения дальнего ИКи ТГц-излучения.

Расчеты показывают, что оптимальная для усиления дальнего ИК- и ТГц-поля концентрация электронов на единицу площади в каждой КЯ равна $N = 2,5 \cdot 10^{11}$ см⁻². При такой достаточно высокой N становятся важными процессы электрон-электронного взаимодействия, обуславливающие эффект деполяризации и частичную экранировку дальнего ИК- и ТГц-поля в КЯ [4].

С учётом указанных выше неоднородного уширения межподзонных переходов, омических потерь дальнего ИК- и ТГц-поля и эффекта деполяризации частота генерации такого лазера (соответствующая максимуму коэффициента усиления интенсивности дальнего ИК- и ТГц-излучения g по его частоте v, см. рис. 3) при частоте средней ИК-накачки, равной $(E_{30} - E_{10})/\hbar$ (частота генерации СО₂-лазера), и $I_p = 2.9 \cdot 10^7$ Вт/см² будет близка к 1.27 ТГц, а соответствующий максимальный коэффициент усиления – к 0.73 см⁻¹. Для большей $I_p = 8.6 \cdot 10^7$ Вт/см² частота генерации увеличится почти в 2 раза, а соответствующий



Рис. 3. Величина g как функция v при различных интенсивностях средней ИК-накачки $I_p = 2.9 \cdot 10^7$ Вт/см² (кривая I) и $I_p = 8.6 \cdot 10^7$ Вт/см² (кривая 2).

максимальный коэффициент усиления достигнет 10.95 см⁻¹. Дальнейшее повышение интенсивности накачивающего излучения (если это является технически возможным) приводит к ещё большему росту частоты генерации. Сравнение этих величин с аналогичными величинами, вычисленными без учёта эффекта деполяризации, показывает, что последний приводит к уменьшению коэффициента усиления дальнего ИК- и ТГц-излучения примерно на 30 % и сдвигу положения его максимума в сторону более высоких частот на ~1%.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (гранты № 07-02-00486-а, 08-02-00163-а, 09-02-97043-р_поволжье-а и 09-02-00909-а) и Совета по грантам Президента РФ для поддержки ведущих научных школ (грант № 4485.2008.2).

1. *Kocharovskaya, O.* Inversionless amplification in a three-level medium / O. Kocharovskaya, P. Mandel, and Y.V. Radeonychev // Phys. Rev. A. 1992. V. 45, № 3. P. 197–2005.

2. Kocharovskaya, O. Field-dependent relaxation effects in a three-level system driven by a strong coherent field / O. Kocharovskaya, Y.V. Radeonychev, P. Mandel, and M.O. Scully // Phys. Rev. A. 1999. V. 60, N 4. P. 3091–3110.

3. Кукушкин В.А. Перестраиваемый безынверсный лазер дальнего инфракрасного и терагерцового диапазона на квантовых точках // Письма в ЖЭТФ. 2009. Т. 89, вып. 9. С. 524–527.

4. Ando, T. Electronic properties of two-dimensional systems / T. Ando, A.B. Fowler, and F. Stern // Rev. Mod. Phys. 1982. V. 54, № 2. P. 437–672.

Исследование кинетики возгорания лазерной генерации гетероструктур с квантовыми ямами GaAs/In_xGa_{1-x}As

Д.И. Курицын¹, В.Я. Алёшкин¹, Л.В. Гавриленко¹, Д.И. Крыжков¹, С.М. Сергеев¹, Б.Н. Звонков²

¹Институт физики микроструктур РАН, 603950, Нижний Новгород. ²НИФТИ ННГУ им. Н.И. Лобачевского, Нижний Новгород. e-mail:dk@ipm.sci-nnov.ru

В данной работе представлены результаты исследований динамики возгорания лазерной генерации в гетероструктурах GaAs/In_xGa_{1-x}As с пикосекундным временным разрешением. Структуры выращены методом металлорганической газофазной эпитаксии и содержат две 12 нм квантовые ямы (КЯ) $In_xGa_{1-x}As$ (x = 0.06 и 0.07), разделенные туннельно-непрозрачным 45 нм барьером GaAs. Травлением полученного слоя были слеланы волноводы с размерами 0.005×1 мм, торцы сколоты. Оптический отклик образца регистрировался с торца волновода методом «up-conversion». Фотолюминесценция (ФЛ) возбуждалась сфокусированными цилиндрической линзой лазерными импульсами длительностью 80 фс, энергией 1.61 эВ и частотой повторения 80 МГц. Средняя мощность возбуждающего лазерного излучения изменялась от 0.1 до 400 мВт; измерения проводились при T = 8 К.



Рис. 1. Спектр ФЛ структуры А150 в зависимости от мощности возбуждения.

Две линии ФЛ структуры при низкой температуре (рис. 1) на длинах волн 908 нм и 901 нм (режим спонтанного излучения) соответствуют переходам e1-hh1 в КЯ с разным х. При мощности накачки ~30 мВт возникает стимулированное излучение из КЯ с x = 0,7, о чем свидетельствует обужение линии 908 нм, поляризованность излучения, а также сильное изменение временной зависимости излучения (рис. 2).

При импульсном возбуждении, когда длительность возбуждающего импульса намного короче, чем время возгорания лазерной генерации (80 фс << 50 пс), весь интервал времени генерации лазера можно разбить на два участка. На первом, называемом временем задержки или временем возгорания лазера, лазерная генерация отсутствует и происходят следующие процессы: 1) возбуждение электронно-дырочных пар импульсом лазера (100 фс); 2) дефазировка и термализация электронов и дырок (<1 пс); 3) релаксация электронов на дно зоны проводимости GaAs путем излучения оптических фононов (~1÷2 пс); 4) захват электронов в КЯ (<1 пс); 5) релаксация электронов по подзонам размерного квантования КЯ и начало рекомбинации с дырками в КЯ (1 пс); 6) увеличение плотности мощности спонтанного излучения ФЛ приводит к возникновению когерентного излучения из КЯ (лазерной генерации). На втором участке интенсивность генерации осциллирует и спадает [1].



Рис. 2. Зависимость интенсивности излучения структуры от времени при различном уровне возбуждения.



Возникновение стимулированного излучения из КЯ, очевидно, происходит тем быстрее, чем больше плотность мощности оптического возбуждения и, соответственно, концентрация носителей. Для исследуемой системы при однородном возбуждении характерные времена возгорания лазерной генерации, зависящие от мощности возбуждения, составляют 70, 60 и 30 пс для мощности возбуждения 20, 100 и 200 мВт соответственно. При незначительном превышении мощности возбуждения над пороговой сигнал демонстрирует непериодические осцилляции с увеличивающимся от момента возбуждения временем между пиками от 11 до 23 пс (см. рис. 3). На масштабах времен 400-1500 пс структура демонстрирует моноэкспоненциальный спад со слабо зависящим от мощности возбуждения характерным временем 140 пс.

Кроме того, наблюдалось возгорание лазерной генерации при неноднородном возбуждении, т.е. возбуждении не всего волновода, а только малой его части. При этом происходит просветление оставшейся части волновода за счет лазерного излучения из возбуждаемой области. Кинетика лазерной генерации в этом случае существенно меняется - примерно на порядок удлиняются характерные времена возгорания лазерной генерации.

1. Грибковский В.П. Полупроводниковые лазеры. Минск : Изд-во "Университетское", 1988.

Влияние упругих напряжений на люминесценцию и фотопроводимость Ge(Si)/Si(001) самоформирующихся наноостровков

А.В. Антонов¹, Ю.Н. Дроздов¹, З.Ф. Красильник¹, К.Е. Кудрявцев¹, Д.Н. Лобанов¹,

А.В. Новиков¹, М.В. Шалеев¹, Д.В. Шенгуров¹, А.А. Тонких^{1,2}, N.D. Zakharov²,

P. Werner²

¹ Институт физики микроструктур РАН, ГСП-105, Нижний Новгород. ² Max-Planck-Institut für Mikrostrukturphysik, Weinberg, 2, Halle/Saale. e-mail: dima@ipm.sci-nnov.ru

Большой прогресс в производительности современных компьютерных систем, вызванный их миниатюризацией, обуславливает всё возрастающую потребность в высокоскоростных каналах передачи данных, в том числе на одном чипе, между разными блоками интегральной схемы. Оптические межсоединения могут помочь преодолеть традиционные ограничения электрических проводных соединений, такие как нагрев, временные задержки, сложный дизайн, наводки и т.д. Особый интерес вызывает разработка эффективных излучателей, приёмников и модуляторов на кремниевых подложках, что позволяет интегрировать их в современную кремниевую микро- и наноэлектронику. Одним из перспективных объектов в этой являются гетероструктуры области с Ge(Si)/Si(001) самоформирующимися островками, так как в различных работах сообщалось о наблюдении в них сигнала фото-, электролюминесценции (ФЛ и ЭЛ) и фотопроводимости (ФП) в области длин волн 1.3-1.55 мкм. Эта область длин волн является рабочей для современных оптоволоконных линий связи. Кроме того, объёмный кремний в этой области длин волн прозрачен, что позволяет использовать кремниевые волноводы для внутричиповых соединений.

Ранее нами сообщалось об исследованиях ФЛ, ЭЛ и ФП *p-i-n*-диодных многослойных структур с Ge(Si)/Si(001) самоформирующимися островками [1]. Были проведены исследования квантовой эффективности излучательной рекомбинации носителей заряда в них в зависимости от температуры роста островков, и было показано, что при комнатной температуре островки, выращенные при 600 °С, демонстрируют наибольший по интенсивности сигнал ЭЛ [1]. Для структур, слои Ge(Si) островков в которых разделены толстыми (толщиной в 4-5 раз больше, чем размер островков в направлении роста) Si «спейсерными» слоями, было показано, что увеличение толщины «спейсерного» слоя (d_{Si}) ведёт к увеличению интенсивности сигнала ЭЛ от островков. Этот результат связывался с уменьшением упругих напряжений в структуре, что, во-первых, приводит к лучшей локализации дырок в островках за счет меньшей диффузии Si в островки, а во-вторых, к уменьшению плотности дислокаций несоответствия в структуре, что также ведёт к росту интенсивности сигнала ЭЛ. С другой стороны, из литературы известно, что уменьшение толщины «спейсерных» слоёв должно улучшать локализацию электронов в подобных структурах и даже приводить к формированию мини-зон для них [2]. Именно для диодных структур с Ge(Si)-островками, разделенных тонкими Si-слоями, были получены рекордные значения внешней квантовой эффективности при комнатной температуре для SiGe-структур, излучающих в области длин волн 1.3–1.8 мкм, которые составили ~ 0.04 % [2].

В данной работе представлены результаты исследования ФЛ, ЭЛ и ФП диодных многослойных структур с Ge(Si)/Si(001) самоформирующимися островками, в которых слои с Ge(Si)-островками разделены тонкими (в 2–4 раза превышающими высоту островков) Si «спейсерными» слоями.

Методика эксперимента. Исследуемые структуры были выращены методом МПЭ из твердых источников на подложках Si(001) *р*-типа. Структуры представляли собой *p-i-n*-диоды, в нелегированную область которых была встроена 20периодная решетка с Ge(Si) островками, слои которых были разделены Si «спейсерными» слоями. Были выращены различные структуры, температура роста решетки с островками в которых составляла $T_{\rm p}$ = 600 °C, а толщина разделительных Si слоев варьировалась в диапазоне $d_{Si} = 15-32$ нм. Также для сравнения был выращен кремниевый диод, в котором толщина нелегированного слоя *i*-Si составляла 500 нм. Более подробно методика роста исследованных структур описана в [1].

Выращенные структуры раскалывались на отдельные кусочки («чипы»). Для измерения ФП и ЭЛ использовались чипы размером 2 × 2 мм, на поверхности которых был сформирован омический контакт Аи/Ті диаметром 0.5 мм. Второй омический контакт формировался нанесением сплошной пленки Al на обратную сторону подложки. Измерения ЭЛ проводились в импульсном режиме, чтобы избежать перегрева образцов. Длительность импульсов составляла 4 мс, период повторения – 25 мс. Спектры ЭЛ регистрировались с помощью охлаждаемого Ge-фотоприемника. Измерения мощности излучения были выполнены с помощью измерителя мощности PD300-IRG на основе InGaAs-приёмника, работающего в диапазоне длин волн 0.8-1.7 мкм. Измерения ФП были выполнены помощью фурье-спектрометра с BRUKER VERTEX 80V без подачи внешнего смещения. Определение фоточувствительности структур проводилось с помощью измерения фототока при облучении образца калиброванным «чёрным телом», нагретым до температуры 600 °С.

Результаты и их обсуждение. Исследования спектров ЭЛ показали, что во всех исследованных структурах с Ge(Si)-островками при комнатной температуре наблюдался сигнал ЭЛ от островков в области энергий 0.7÷1.0 эВ (λ=1.25÷1.75 мкм) (рис. 1). Было обнаружено, что с уменьшением толщины кремниевого «спейсерного» слоя сигнал ЭЛ от островков смещается в область коротких длин волн и в спектре ЭЛ от структур с островками появляется сигнал от объёмного кремния (рис. 1). Смещение сигнала от островков в область меньших длин волн при уменьшении d_{Si} связывается с уменьшением содержания Ge в островках при уменьшении толщины «спейсерного» слоя [1]. Уменьшение доли Ge в островках с уменьшением *d*_{Si} подтверждается рентгеноструктурным анализом, согласно которому при уменьшении $d_{\rm Si}$ с 32 нм до 25 нм среднее содержание Ge в островках увеличивается с 51 % \pm 3 % до 45 % \pm 3 %.



Рис. 1. Спектры ЭЛ многослойных структур с Ge(Si)/Si(001) самоформирующимися островками и толщиной Si «спейсерного» слоя 15 нм (1) и 32 нм (2) и кремниевого диода (3). Спектры измерены при комнатной температуре и нормированы на максимум сигнала ЭЛ.



Рис. 2. Зависимость интегральной мощности ЭЛ от тока накачки для образца с *d*_{Si}=15 нм.

Из представленной на рисунке 2 зависимости интегральной мощности излучения от тока накачки для образца с $d_{\rm Si} = 15$ нм видно, что она составляет ~ 11 мкВт при токе в 300 мА. При этом значение внешней квантовой эффективности слабо зависит от тока накачки, что следует из практически линейной зависимости от него мощности излучения, и достигает значения ~ 5 \cdot 10^{-5}.



Рис. 3. Спектры фоточувствительности диодной многослойной структуры с Ge(Si)/Si(001) самоформирующимися островками с $d_{Si} = 15$ нм и кремниевого диода с толщиной нелегированной *i*-области 0.5 мкм.

Исследования спектров ФП структур с Ge(Si)островками, отличающихся толщиной Si «спейсерного» слоя, показали наличие при комнатной температуре сигнала ФП в области длин волн > 1.2 мкм, где кремний имеет малый коэффициент поглощения (рис. 3). В этой области длин волн (λ ~1.25÷1.65 мкм) уменьшении d_{Si} с 32 нм до 15 нм привело к значительному росту фоточувствительности (~ 5 раз). Этот факт позволяет надеяться при дальнейшей оптимизации параметров структур (в частности, при дальнейшем уменьшении d_{Si}) на увеличение квантовой эффективности и величины фотоотклика в области длин волн 1.3– 1.55 мкм для структур с Ge(Si) самоформирующимися наноостровками.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (грант № 10-02-91334_ННИО-а), Рособразования (проект 2.1.1/617) и программ РАН.

1. *Lobanov, D.N.* Electroluminescence and photoconductivity of GeSi heterostructures with self-assembled islands in the wavelength range 1.3–1.55 µm / D.N. Lobanov, A.V. Novikov, K.E. Kudryavtsev, A.N. Yablonskiy, A.V. Antonov, Yu.N. Drozdov, D.V. Shengurov, V.B. Shmagin, Z.F. Krasilnik, N.D. Zakharov, P. Werner // Physica E. 2009. V. 41. P. 935–938.

2. *Talalaev*, *V.G.* Room temperature electroluminescence from Ge/Si quantum dots superlattice close to 1.6 μm / V.G. Talalaev, G.E. Cirlin, A.A. Tonkikh, N.D. Zakharov, P. Werner // Phys. Stat. Sol. (a). 2003. V. 198. P. R4–R6.

Оптические характеристики осциллирующего точечного диполя в двумерных фотонных кристаллах

С.В. Лобанов^{1,2}, С.Г. Тиходеев^{1,2}, Н.А. Гиппиус^{2,3}, Т. Weiss^{3,4}

¹ Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова, Ленинские Горы, 1, Москва.

² Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН, ул. Вавилова, 38, Москва.

³ LASMEA, University Blaise Pascal, Avenue des Landais, 24, Aubiere Cedex, France.

⁴ 4th Physics Institute, University of Stuttgart, Pfaffenwaldring, 57, Stuttgart, Germany.

e-mail: gravitonmsu@mail.ru

Одним из перспективных направлений исследования в последние годы является теоретическое и экспериментальное изучение излучения квантовой точки или молекулы из фотонных кристаллов — материалов, структура которых характеризуется периодическим изменением показателя преломления в пространственных направлениях.

Хорошим приближением для описания излучения квантового объекта из фотонного кристалла является модель осциллирующего точечного диполя, который колеблется с постоянной частотой и амплитудой, заданными внешним источником (так называемый предел слабой связи). Эта система является классической, а следовательно, может быть описана с помощью уравнений Максвелла. В работе [1] было показано, как с помощью формализма матрицы рассеяния [1–2] можно численно рассчитать излучение осциллирующего точечного диполя из слоистой фотонно-кристаллической системы (ФКС).



Рис. 1. Фотонно-кристаллический слой из наностолбиков. Вид сбоку (*слева*) и сверху (*справа*). Точка с толстыми стрелками показывает положение и ориентацию диполя.

Рассмотрим ФКС из диэлектрических наноцилиндров высотой h = 3 мкм, радиуса r = 200 нм и диэлектрической проницаемостью $\varepsilon =10$ (рис. 1), образующих квадратную решётку с периодом d = 660 нм. Распространение света в таком слое описывается в виде суперпозиции собственных мод, каждая из которых характеризуется своим распределением (в плоскости (x, y)) электромагнитного поля и своим собственным значением K_z . В данной задаче параметры структуры и частотный диапазон подобраны таким образом, что переносить энергию от одного края слоя до другого может лишь небольшое число этих мод.

Рассмотрим распространение какой-нибудь собственной моды внутри ФКС (рис. 2). Если мода распространяется вверх, то, дойдя до верхней границы раздела, она отразится и пойдёт вниз.

При этом помимо отражённой моды возникнет прошедшая мода (которая будет распространяться уже в воздухе) и множество рассеянных мод. Если рассеянные моды являются затухающими, то они не участвуют в переносе энергии и могут быть отброшены из рассмотрения. Интерес представляют в данном случае две волны: отражённая и прошедшая. Отражённая волна дойдёт до нижней границы раздела, рассеется на ней и пойдёт снова вверх, где, испытав рассеяние, создаст прошедшую волну. Эта новая прошедшая волна проинтерферирует со старой. В результате интерференции этих волн в спектре пропускания такого слоя возникнут резонансы Фабри-Перо. Если мы поместим осциллирующий точечный диполь точно в центр слоя, то он сможет эффективно возбуждать моды с волновым числом $K_z = \pi/h \cdot 2n$, n = 1, 2, ...,т. е. чётные резонансы Фабри – Перо.



Рис. 2. Рассеяние собственной моды на границах ФКС (*слева*) и образование резонансов Фабри – Перо (*справа*).



Рис. 3. Дисперсия собственного значения *K_z* для распространяющихся мод.

На рисунке 3 представлена дисперсионная зависимость волнового числа K_z собственных мод,

способных излучать по нормали к поверхности и эффективно переносящих энергию. Из рисунка видно, что при энергии меньше 800 мэВ перенос энергии через слой осуществляется в основном одной модой, которую мы будем называть в дальнейшем первой. Кружками помечены точки, соответствующие чётным резонансам Фабри – Перо этой моды. При этих энергиях должны наблюдаться максимумы в спектре интенсивности излучения диполя по нормали к ФКС. На рисунке 4 представлены численные расчёты такого спектра для диполя, ориентированного вдоль оси у и помещённого в центр одного из наностолбиков, как показано на рис. 1. Интенсивность излучения на этом и последующих рисунках нормирована на максимальную интенсивность излучения осциллирующего точечного диполя в свободном пространстве. Вертикальными линиями помечены энергии. при которых должны наблюдаться максимумы, соответствующие чётным резонансам Фабри – Перо первой моды. Из рисунка видно, что описанный выше механизм распространения и рассеяния одной моды действительно наблюдается в данном ФКС.



Рис. 4. Спектр излучения наверх для диполя, помещённого в центр одного из наностолбиков. Вертикальные зелёные линии соответствуют энергиям чётных резонансов Фабри – Перо первой моды, помеченных на рисунке 3 кружками.

Рассмотрим излучение диполя при энергии, соответствующей шестому резонансу Фабри – Перо (вторая вертикальная линия на рисунке 4). Рассчитанная диаграмма направленности излучения представлена на рисунке 5. Суммарная интенсивность излучения оказывается практически такой же, как и для диполя в свободном пространстве, однако излучение направлено преимущественно по нормали к ФКС.

Интерес представляет также диаграмма направленности в минимумах спектра излучения, т.е. при энергиях, соответствующих нечётным резонансам Фабри – Перо. На рисунке 6 представлена рассчитанная диаграмма направленности излучения диполя, расположенного в центре одного из наностолбиков при энергии, соответствующей пятому резонансу Фабри – Перо первой моды. Из рисунка видно, что излучение диполя по нормали к ФКС подавлено в этом случае.



Рис. 5. Диаграмма направленности излучения для диполя, расположенного в центре одного из наностолбиков, при энергии, соответствующей шестому резонансу Фабри – Перо первой моды.



Рис. 6. Диаграмма направленности излучения для диполя, расположенного в центре одного из наностолбиков, при энергии, соответствующей пятому резонансу Фабри – Перо первой моды.

Таким образом, резонансы Фабри – Перо собственных мод существенно влияют на излучение осциллирующего точечного диполя из фотоннокристаллических слоёв. Изменяя параметры структуры, возможно контролировать суммарную интенсивность и диаграмму направленности излучения. Тем самым можно менять время жизни возбуждённого состояния квантового излучателя и создавать наноантенны.

Авторы благодарны РФФИ и Программе Президиума РАН № 27 за поддержку.

1. Whittaker D.M. and Culshaw I.S. // Phys. Rev. B, 60, 2610 (1999).

2. Tikhodeev S.G., Yablonskii A.L., Muljarov E.A., Gippius N.A. and Ishihara T. // Phys. Rev. B, **66**, 045102 (2002).

Широкоапертурный детектор терагерцового излучения на основе транзисторной структуры GaAs/InGaAs со щелевым решеточным затвором большой площади

К.В. Маремьянин¹, Д.М. Ермолаев², Д.В. Фатеев³, С.В. Морозов¹, Н.А. Малеев⁴, В.Е. Земляков², В.И. Гавриленко¹, В.В. Попов³, С.Ю. Шаповал²

¹ Институт физики микроструктур РАН, ГСП-105, 603950, Нижний Новгород.

² Институт проблем технологии микроэлектроники и особочистых материалов РАН, ул. Институтская, 6, Черноголовка.

³ Саратовский филиал Института радиотехники и электроники им В.А. Котельникова РАН, ул. Зеленая, 38, Саратов.

⁴ Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, ул. Политехническая, 26, Санкт-Петербург.

e-mail: kirillm@ipm.sci-nnov.ru

Как известно [1], коллективные колебания плотности заряда (плазмоны) в двумерном (2D) электронном газе в канале субмикронных полевых транзисторов могут быть использованы для создания миниатюрных частотно-селективных электрически перестраиваемых детекторов терагерцового (ТГц) излучения.

Важной проблемой при создании плазмонного детектора является обеспечение хорошей связи плазмонов с ТГц-излучением. Дело в том, что подзатворные плазмоны в канале полевого транзистора с одиночным затвором оказываются слабо связанными с ТГц-излучением [2], так как они сильно экранированы затворным электродом. К тому же суммарный дипольный момент подзатворной плазмонной моды крайне мал из-за акустической природы этой моды, что также значительно снижает эффективность связи подзатворных плазмонов с ТГц-излучением. В работе [3] было показано, что широкоапертурный решеточный затвор полевого транзистора (рис. 1, вставка) представляет собой эффективной элемент связи между плазмонными модами в канале транзистора и ТГц-излучением. При этом эффективность связи значительно повышается при использовании решеточного затвора с узкими щелями (ширина щели значительно меньше периода решетки затвора). Резонансное детектирование ТГц-излучения в транзисторных структурах GaAs/AlGaAs с решеточным затвором наблюдалось ранее в работах [4, 5]. Однако в указанных работах использовался решеточный затвор с широкими щелями (ширина щелей была равна ширине затворных электродов) и поэтому величина ТГц фотоотклика была сравнительно невелика (порядка нескольких микровольт при мощности падающего ТГц излучения несколько милливатт).

В данной работе исследовалось детектирование ТГц-излучения в транзисторной структуре GaAs/InGaAs с узкощелевым решеточным затвором большой площади, которая изготавливалась из выращенной методом молекулярно-пучковой эпитаксии гетероструктуры GaAs/InGaAs с высокой подвижностью 2D электронного газа, создаваемого в квантовой яме InGaAs толщиной 12 нм. Плотность электронов в квантовой яме составляла около $3 \cdot 10^{12}$ см⁻² при подвижности 5400–5900 см²/(В·с) (при T = 300 K), период решетки затворных электродов L = 3 мкм, ширина затвор-

ных электродов W = 2,7 мкм (зазор между ними составлял 0,3 мкм), расстояние между решеточным затвором и каналом d = 46 нм. Площадь всей транзисторной структуры с решеточным затвором составляла 2×2 мм (рис. 2, вставка).



Рис. 1. Переходная характеристика транзисторной структуры GaAs/InGaAs с узкощелевым решеточным затвором при T = 4,2 К для напряжения в канале транзистора $U_{ds} = 1$ В. На вставке: схематическое изображение полевого транзистора с решеточным затвором (вектор E_0 указывает направление вектора напряженности электрического поля в падающей электромагнитной волне).



Рис. 2. Вольт-амперная характеристика транзисторной структуры GaAs/InGaAs с узкощелевым решеточным затвором для напряжения между затвором и истоком $U_{gs} = 0$ В при T = 4,2 К. На вставках: изображение исследуемой планарной транзисторной структуры GaAs/InGaAs с узкощелевым решеточным затвором с указанием размеров (в микрометрах) и микрофотография структуры.

Переходные характеристики, вольт-амперные характеристики (ВАХ) и фотоотклик структуры на ТГц-излучение были измерены при T = 4,2 К. В качестве монохроматического источника излучения применялась лампа обратной волны с непрерывной перестройкой частоты излучения. Через канал пропускался небольшой (много меньше тока насыщения) постоянный ток смещения ~ 0,5 мА.

Типичная зависимость тока «исток – сток» I_{ds} транзисторной структуры GaAs/InGaAs с решеточным затвором от напряжения на затворе U_{gs} показана на рис. 1. Хотя измерения проводились только до $U_{gs} = -0.7$ В (с целью сберечь транзистор от пробоя затвора), интерполяция зависимости, показанной на рис. 1, к нулевому значению тока в транзисторной структуре позволяет сделать вывод о том, что напряжение отсечки составляет $U_{th} \approx -1$ В. На рис. 2 представлена ВАХ структуры, измеренная при $U_{gs} = -0$ В, на которой при напряжении "исток-сток" больше 1 В виден участок насыщения тока.



Рис. 3. a – Фотопроводимость «исток – сток» в зависимости от напряжения на затворе транзисторной структуры GaAs/InGaAs для различных частот падающего излучения (1 - 697 ГГц, 2 - 688 ГГц, 3 - 682 ГГц, 4 - 659 ГГц, 5 - 593 ГГц), измеренная при T = 4,2 К. Спектры фотоотклика сдвинуты по вертикали для удобства восприятия. b – Расчетные спектры поглощения транзисторной структуры для тех же пяти частот излучения.

На рис. 3, *а* представлены зависимости сигнала фотопроводимости транзисторной структуры GaAs/InGaAs с решеточным затвором от напряжения на затворе для пяти различных частот падающего излучения, измеренные при T = 4,2 К. Из совокупности представленных графиков видно, что для каждой из частот падающего излучения положение резонансного пика фотоотклика смещается с ростом частоты в область больших отрицательных напряжений на затворе. Величина фотонапряжения на образце составляла около 4 мкВ, при падающей на детектор ТГц-мощности порядка десятых долей милливатта. Таким образом, детектор с узкощелевым решеточным затвором демонстрирует на порядок большую чувствительность по сравнению с аналогичным детектором, описанным в [4, 5].

Для количественного описания экспериментально наблюдаемого поведения резонансов при изменении затворного напряжения и частоты излучения было проведено электродинамическое моделирование возбуждения плазмонных резонансов в исследуемой структуре с использованием строго электродинамического подхода [6]. Для вычисления концентрации электронов в подзатворной области канала в зависимости от затворного напряжения использовалась общепринятая модель плавного канала [7]. На рис. 3, b приведены расчетные зависимости коэффициента поглощения от величины затворного напряжения для пяти частот падающего излучения, используемых в эксперименте. Заметим, что коэффициент поглощения в резонансе достигает величины 0.2, близкой К теоретическому пределу $A_{\text{max}} = 0.5(1 - \sqrt{R_0})$, где R_0 – коэффициент отражения транзисторной структуры в отсутствие решеточного затвора. Этот факт свидетельствует об

точного затвора. Этот факт свидетельствует об эффективной связи плазмонов с $T\Gamma$ ц-излучением. Резонансы поглощения связаны с возбуждением второй (n = 2) подзатворной плазмонной моды в квантовой яме. Из сравнения рис. 3, a и рис. 3, bвидно, что положение и форма расчетных резонансов поглощения хорошо согласуются с соответствующими экспериментальными зависимостями для фотоотклика, что позволяет идентифицировать пики $T\Gamma$ ц-фотоотклика с возбуждением плазмонного резонанса в структуре. Таким образом, в данной работе продемонстрирована возможность существенного увеличения фотоотклика в транзисторной структуре с узкощелевым решеточным затвором большей площади за счет эффективного возбуждения плазмонных резонансов.

Работа выполнена при финансовой поддержке грантов РФФИ (08-02-00962, 08-02-97034, 08-02-92497 и 09-02-00395), федеральной целевой про-граммы «Научные и научно-педагогические кадры инновационной России» на 2009–2013 годы (ГК № П1211) и Российской академии наук.

1. Dyakonov M.I., Shur M.S. // IEEE Trans. on Electr. Devices, 43, 380 (1996).

2. *Popov V.V. et al.* // J. Appl. Phys. **98**, 033510 (2005). 3. *Popov V.V. et al.* // Int. Journal of High Speed Electronics and Systems, **17**, 557 (2007).

- 4. *Peralta X.G. et al.* // Appl. Phys. Lett. **81**, 1627 (2002).
- 5. Shaner E.A. et al // Appl. Phys. Lett. 81, 193507(2005).
- 6. *Матов О.Р. и др. //* ЖЭТФ, **109**, 876 (1996).

7. Shur M.S. // Introduction to Electronic Devices. New York: Wiley, 1996.

Фотопроводимость структур InAs/GaAs с нанокластерами InAs в ближнем ИК-диапазоне

Л.Д. Молдавская, А.В. Антонов, М.Н. Дроздов, В.И. Шашкин, О.И. Хрыкин, А.Н. Яблонский

Институт физики микроструктур РАН, Нижний Новгород. e-mail: lmd@ipm.sci-nnov.ru

Создание и усовершенствование фотодетекторов, работающих на длинах волн вблизи 1.3 и 1.5 мкм, которые соответствуют диапазонам прозрачности оптоволокна, является актуальным направлением развития оптоэлектроники. Данная работа направлена на исследование возможности использования структур с нанокластерами InAs для быстродействующих фотоприёмников ближнего ИК-диапазона, работающих при комнатной температуре. Межзонные переходы в структурах с квантовыми точками исследовалась в основном в целях создания лазерных структур, где недопустимо появление структурных дефектов. Для фотодетекторов на межзонных переходах ограничения на дефектность менее жесткие, поэтому процессы роста, отработанные при изготовлении светоизлучающих структур, не являются здесь оптимальными. Неизученным, в частности, остается путь получения длинноволнового межзонного перехода за счет роста больших островков InAs в матрице GaAs. Можно предположить, что увеличение размера кластеров InAs до некоторого предела улучшает фотопроводимость структур, несмотря на появление дефектов, связанных с рассогласованностью решеток InAs и GaAs. Нам известны лишь единичные работы, изучающие межзонную фотопроводимость квантовых точек InAs в ближнем ИК-диапазоне [1, 2]. В работе [1] продемонстрирована фотопроводимость гетероструктур с квантовыми точками в ближнем ИК-диапазоне при комнатной температуре. Обнаружительная способность при 300 К D=3·10⁸ см·Гц^{1/2}·Вт⁻¹, что сравнимо с такими детекторами, работающими при комнатной температуре, как DTGS детектор и детектор на объёмном кремнии. Однако длина волны детектирования, связанного с межзонными переходами в квантовых точках, не превышала 1 мкм.

Многослойные структуры InAs/GaAs были выращены методом металлоорганической газофазной эпитаксии (МОГФЭ) в реакторе атмосферного давления на подложках GaAs (100). Использовался режим роста, при котором формируются не только мелкие квантовые точки, но и плотные массивы слабодефектных частично релаксированных нанокластеров InAs, более крупных, чем бездефектные квантовые точки. Исследовались особенности оптических и электрических свойств структур. Измерения спектров пропускания и фотопроводимости в продольной геометрии электронного транспорта проводились на фурьеспектрометре «Bruker VERTEX 80v». Динамика фотопроводимости с наносекундным разрешением была исследована с помощью параметрического

генератора света MOPO-SL ("Spectra-Phisics") с длительностью импульса 5 нс. Насколько нам известно, несмотря на широкое исследование динамики процессов фотолюминесценции и фотопоглощения, динамика фотопроводимости в структурах с квантовыми точками до настоящего времени не исследовалась. В структурах с нанокластерами с большим числом уровней квантования можно ожидать получить времена возбуждения и релаксации фотопроводимости короче 1 нс, что является одним из ключевых параметров для фотоприемников диапазона 1.5 мкм. Исследования межзонной фотопроводимости и фотолюминесценции структур с нанокластерами проводились как при непрерывном возбуждении, так и при использовании перестраиваемого импульсного источника излучения при различных мощностях импульсного возбуждения в диапазоне длин волн 0.7-2 мкм.



Рис. 1. Спектр фотопроводимости структур с нанокластерми InAs.

В структурах с 10 слоями нанокластеров в диапазоне длин волн 1-2 мкм при комнатной температуре величина поглошения составляет 20-25%. В спектре фотолюминесценции в этом диапазоне наблюдается широкий слабый пик. В то же время структуры демонстрируют интенсивную фотопроводимость в этом диапазоне. Мы провели анализ однородности распределения параметров структур по площади пластины подложки. Этот вопрос является особенно важным для создания матричных фотоприемников большой площади. Формирование квантовых точек является фазовым переходом от 2D- к 3D-росту, очень критичному к соотношению эффективной толщины слоя InAs для формирования квантовых точек и критической толщины самоорганизации квантовых точек. Поэтому даже при неоднородности роста по пластине, не превышающей несколько процентов, что типично для современных установок МОГФЭ, разброс параметров квантовых точек может быть значительным. В наших структурах нанокластеры, демонстрирующие интенсивный фотоотклик в диапазоне 1-2 мкм, формируются по всей площади подложки. Однако детальное исследование показало бимодальное распределение характеристик фотопроводимости. Две моды отличаются формой спектра и абсолютными характеристиками фотопроводимости. На рис. 1 показаны спектры межзонной фотопроводимости, полученные с использованием фурье-спектрометра и широкополосного источника излучения (глобара). В спектре фотопроводимости образцов, изготовленных из части пластины, на которой сформировалась первая мода, в области 1-2 мкм присутствуют три чётких пика (кривая 1). Вольт-ваттная чувствительность в спектральном диапазоне 1.2-2.1 мкм составляет $3 \cdot 10^3$ B/Bт, обнаружительная способность – 10^9 см $\cdot \Gamma \mu^{1/2} \cdot B \tau^{-1}$. В образцах, изготовленных из части пластины, на которой сформировалась вторая мода, в спектре фотопроводимости наблюдается один широкий пик (кривая 2). Абсолютная чувствительность и обнаружительная способность фотоприёмников, изготовленных из этой области пластины несколько меньше, чем для фотоприёмников, изготовленных из областей, в которых сформировалась первая мода.

На рис. 2 показана динамика фотопроводимости структуры для нескольких длин волн: вблизи края запрещённой зоны арсенида галлия (0.87 и 0.88 мкм), на длине волны, соответствующей межзонным переходам в смачивающем слое (0.91 мкм) и на длине волны 1.5 мкм, которая соответствует межзонным переходам, связанным с нанокластерами, время затухания фотопроводимости на длине волны 1.5 мкм составляет менее 10 нс, если аппроксимировать экспериментальную кривую моноэкспоненциальной функцией. Присутствует также медленная компонента, которая может быть обусловлена захватом носителей на глубокие уровни, связанные с дефектами.



Рис. 2. Зависимость фотопроводимости структуры от времени на разных длинах волн при температуре 300 К.

В данной работе методом МОГФЭ выращены многослойные структуры InAs/GaAs с нанокластерами InAs, демонстрирующие при комнатной температуре интенсивный фотоотклик в области 1–2 мкм. Оптические и электрические свойства структур исследовались методами фотолюминесценции, фотопоглощения и фотопроводимости с временным разрешением. Изготовлены макеты фотоприёмников и определены их абсолютные характеристики.

Работа поддерживалась РФФИ (проект 09-02-97081-р_поволжье_а) и программами Президиума РАН.

1. *Brandon, S.* Dual broadband photodetector based on interband and intersubband transitions in InAs quantum dots embedded in graded InGaAs quantum wells / S. Brandon, Passmore, Jiang Wu, M. O. Manasreh and G. J. Salamo // Appl. Phys. Lett. 2007. Vol. 91. P. 233508.

2. *Brandon, S.* Room Temperature Near-Infrared Photoresponse Based on Interband Transitions in In_{0.35}Ga_{0.65}As Multiple Quantum Dot Photodetector / S. Brandon, Passmore, Jiang Wu, M. O. Manasreh, Vasyl P. Kunets, P. M. Lytvyn, and G. J. Salamo // IEEE Electron Device Letters. 2008. Vol. 29, No. 3. P. 224–227.

Температурно-стабильный торцевой инжекционный лазер

И.И. Новиков^{1,2}, А.В. Савельев^{2,3}, А.В. Чунарева^{1,3}, Е.М. Аракчеева¹, Н.Ю. Гордеев^{1,2}, М.В. Максимов^{1,2,3}, А.С. Паюсов³, Н.Н. Леденцов^{3,4}

¹ Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, Санкт-Петербург, 194021, ул. Политехническая 26. ² Санкт-Петербургский физико-технологический научно-образовательный центр РАН, Санкт-Петербург,

195220, ул. Хлопина, 8 (3).

³ Академический физико-технологический университет РАН, Санкт-Петербург, 195220, ул. Хлопина, 8(3).

⁴ VI Systems GmbH, Hardenbergstr. 7, 10623 Berlin, Germany.

e-mail: novikov@switch.ioffe.ru

В работе рассматривается возможность стабилизации длины волны лазерной генерации в структуре двух связанных планарных волноводов. Данный вопрос не рассматривался ранее подробно, хотя принципиальная возможность стабилизации обсуждалась в работе [1]. В данной работе было показано, что зависимость показателей преломления (ПП) материалов от длины волны может приводить к спектральной зависимости коэффициента оптического ограничения (Г-фактора). Результаты такой зависимости нетрудно понять: представим, что Г отличен от нуля лишь в небольшой области длин волн, тогда лазерная генерация будет происходить только в этой небольшой области, т.е. длина волны лазерной генерации зависит от положения максимума спектра усиления активной области лазера. Так как температурная зависимость показателей преломления материалов очень слаба, т.е. гораздо слабее, чем температурная зависимость спектра усиления, описанный эффект "захвата" длины волны лазерной генерации в фиксированную область длин волн приводит к температурной стабилизации спектра лазерной генерации.

Несмотря на простоту подхода, его практическая реализация в полосковых лазерах с планарным волноводом достаточно сложна, т.к., как уже отмечалось, зависимость ПП от длины волны достаточно слабая (~ 10^{-4} нм⁻¹). Поэтому достаточно выраженная зависимость Г-фактора от частоты может быть реализована только с помощью резонансных эффектов, как, например в вертикально излучающих лазерах.

Рассмотрим два слабо связанных планарных волновода (рис. 1). Свойства каждого по отдельности характеризуются эффективными показателями преломления для локализованных фотонных мод. В случае если моды света, локализованные в каждом из волноводов, перекрываются, возможно "туннелирование" фотона между волноводами. Хорошо разработанным методом квантовой механики является метод сильной связи [2]. Суть метола, в применении к нашей залаче, состоит в слелующем: рассмотрим два волновода, расположенных недалеко друг от друга, между которыми имеется взаимодействие (рис. 1). Обозначим моды первого волновода ϕ_m , а второго Ψ_k , а эффективные коэффициенты преломления как n_{1m} и n_{2k} соответственно. Моды всей системы приближенно могут быть представлены в виде

$$\Psi_{\alpha}(z) = \sum A_m^{\alpha} \phi_m(z) + \sum B_k^{\alpha} \phi_k(z) . \quad (1)$$

Предположим, что активная область находится в первом волноводе в точке z_0 . Так как $\psi(z_0)$ можно обычно пренебречь в силу слабой связи между волноводами, то Γ – фактор моды α будет определяться выражением

$$\Gamma^{\alpha} = \left| \sum A_m \phi_m(z_0) \right|^2 a , \qquad (2)$$

то есть будет определяться коэффициентами A_m . Эти выражения заметно упростятся, когда в активном волноводе существенной является только одна мода. Качественный анализ в этом случае сильно упрощается, так как система характеризуется всего двумя нормированными параметрами: $\delta = (n_{i+1}^2 - n_i^2)/J$ характеризует межмодовый интервал и $v = (n^2 - n_{i0}^2)/J$ характеризует расстройку моды волновода "1" с выбранной модой i_0 широкого резонатора.



Рис. 1. Схематическое изображение двух связанных волноводов. Показана одна мода узкого волновода и плотный спектр мод широкого волновода. Также проиллюстрировано перекрытие распределений мод в волноводах.

Рассмотрим зависимость $A(v)^2$, т.е. зависимость усиления от величины расстройки от резонанса при условии $\delta >> 10$ (рис. 2). Когда выполняются условия резонанса с модой i_1 ($n \approx n_{i1}$), влияние остальных мод мало – это также видно по гистограмме (A, B_i), где заметно отличаются от нуля только A и B_{i1} . Кроме того, присутствуют широкие области значений V, в которых моды в двух волноводах не связаны.



Рис. 2. Зависимость Г-фактора от параметра v (расстройки волноводов) при большом значении $\delta = 48$ (вверху). Проекция «коллективной» моды на моды узкого резонатора (левый столбик) и моды широкого резонатора (остальные столбики) при различных значениях расстройки, указанных на графике сверху (внизу).

В таком случае лазерная генерации возникает в условиях максимума величины A^2 , т.е. в условиях антирезонанса посередине между резонансами с отдельными модами широкого волновода. Чем уже максимум зависимости $A(v)^2$, тем сильнее "привязка" длины волны генерации к антирезонансным условиям в волноводе. Отсюда возникает требование как можно более острого максимума зависимости $A(v)^2$. Для этого представляется разумным выбирать достаточно большие значения б~10, так как они обеспечивают большой контраст между резонансными и антирезонансными условиями, высокое максимальное значение усиления и достаточно острые максимумы. В то же время чрезмерно большие значения δ приведут к появлению пологих полок вблизи максимумов зависимости $A(v)^2$ и большей ширине антирезонансного пика.

На пороге генерации длина волны лазерного излучения определяется из максимума спектра усиления $G(\lambda, t)$. Материальный спектр усиления G_0 вблизи макисмума (в области порядка ~ 10 мэВ) может быть описан параболической зависимостью, и тогда с учетом (2) для модального усиления мы получим

$$G(\varepsilon,t) = g\left(1 - \frac{(\varepsilon - ht)^2}{\Delta^2}\right) A^2(\varepsilon,t),$$
(3)

где ε определяет положение центра усиления при t=0, h определяет температурный сдвиг максиму-

ма генерации, в основном связанный с изменением ширины запрещенной зоны, Δ – ширина спектра усиления, g – максимальное модальное усиление при данной накачке, а t – относительная температура.

Выражение (3) послужило основой для дальнейшего анализа температурно-стабильных лазеров (рис. 3). На основе анализа этой зависимости были созданы и исследованы полупроводниковые лазеры спектрального диапазона ~ 1 мкм с активной областью на основе КЯ GaInAs/GaAs, содержащие составной оптический резонатор. Лазеры показали сверхмалый температурный сдвиг длины волны лазерной генерации (0.05 нм/К) в диапазоне температур 20–50 °С и высокую температурную стабильность пороговой плотности тока (характеристическая температура составила около 500 К) [3].

Работа была выполнена при поддержке Государственного контракта Рособразования № 1543. Работа была также подержана в различных частях Седьмой Европейской рамочной программой (FP7/2007-2013, грант № 224211), проектов РФФИ-DFG (грант № 09-02-91340) и государственным контрактом Федерального агентства по науке и инновациям (контракт № 02.740.11.5107). И.И. Новиков выражает благодарность финансовой поддержке в рамках Гранта Президента Российской Федерации по поддержке молодых ученых (MK-5162.2008.2).



Рис. 3. Зависимость длины волны генерации от температуры при параметрах $\Delta n=0.5 \cdot 10^{-3}$, $J=0.5 \cdot 10^{-4}$, $\delta=60$.

1. *Lifshits*, *M.B.* Ultimate Control of the Thermal Shift of a Tilted Cavity Laser Wavelength / M.B. Lifshits, V.A. Shchukin, N.N. Ledentsov, D. Bimberg // AIP Conf. Proc. (2007) V. 893. P. 1469.

2. Чунарева, А.В. Температурно-стабильный полупроводниковый лазер на основе составных волноводов / А.В. Чунарева, А.В. Савельев, И.И. Новиков, Н.Ю. Гордеев, М.В. Максимов, А.С. Паюсов, Е.М. Аракчеева, Н.Н. Леденцов // ФТП. 2010 [принято к печати].

3. Gordeev, N.Yu. Edge-emitting InGaAs/GaAs laser with high temperature stability of wavelength and threshold current / N.Yu. Gordeev, I.I. Novikov, A.V. Chunareva, Yu.M. Shernyakov, M.V. Maximov, A.S. Payusov, N.A. Kaluzhniy, S.A. Mintairov, V.M. Lantratov, V.A. Shchukin, and N.N. Ledentsov // Semicond. Sci. Technol. 2010 [accepted for publication].

Диэлектрический отклик и магнитооптические эффекты воздействия излучения терагерцового диапазона на сверхрешётку со спин-орбитальным взаимодействием

А.А. Перов, Д.В. Хомицкий, Л.В. Солнышкова

Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского, пр. Гагарина, 23, 603950 Нижний Новгород. e-mail: perov@phys.unn.ru

• man: pere (@phi) stamm

Исследование управляемых оптических свойств полупроводниковых наноструктур со спин-орбитальным взаимодействием (СОВ) является одним из важных этапов развития нанофизики для будущих приложений в спинтронике и проектировании квантовых компьютеров. Одним из кандидатов на роль структур с нетривиальными магнитооптическими свойствами является электронный газ в двумерной сверхрешётке на основе GaAs и InGaAs с сильным COB, помещённой в квантующее магнитное поле [1-4]. Известно, что в таких структурах сложная фрактальная структура энергетического спектра приводит к нетривиальному характеру протекания многих физических явлений, в том числе к необычному характеру квантования холловской проводимости [1, 2] и к интересной структуре магнитопоглощения для переходов между магнитными мини-зонами в электронном спектре [3]. В то же время другие магнитооптические свойства подобных структур, в том числе поведение диэлектрического отклика и протекание ряда эффектов, таких как эффекты Керра и Фарадея, до сих пор оставались мало исследованными. При этом следует отметить, что интерес к функциям диэлектрического отклика в структурах с СОВ, индуцированного внешним электромагнитным полем, выявил ряд особенностей, в том числе при экспериментальном исследовании эффекта Керра [5]. Следует отметить, что в двумерных структурах протекание и расчёт эффектов Керра и Фарадея имеют свои особенности, связанные прежде всего со свойствами недиагональных компонент тензора высокочастотной проводимости [6]. Кроме того, известно, что облучение электромагнитным полем терагерцового диапазона способно вызывать в сверхрешётках с СОВ на основе InAs и GaAs также появление неравновесного отклика в форме спиновой поляризации [7].

В данной работе исследуется поведение диэлектрического отклика (динамической диэлектрической проницаемости), а также эффектов вращения плоскости поляризации при воздействии электромагнитным излучением терагерцового диапазона, вызывающего эффективные переходы между магнитными подзонами в двумерной сверхрешётке с СОВ, помещённой в сильное магнитное поле. Рассматриваются свойства отклика для различных частот и поляризации излучения, а также для различных концентраций двумерного электронного газа в сверхрешётке. Гамильтониан H_0 исследуемой структуры с эффективной массой электрона m^* , помещённой в постоянное магнитное поле H_z с векторным потенциалом $\mathbf{A} = (0, H_z x, 0)$ включает наряду с зеемановским слагаемым вклад от спин-орбитального взаимодействия Рашбы и от периодического потенциала сверхрешётки

$$V(x, y) = V_0 \left(\cos \frac{2\pi x}{a} + \cos \frac{2\pi y}{a} \right)$$

и записывается в виде

$$H_{0} = \frac{(\mathbf{p} - e \mathbf{A}/c)^{2}}{2m^{*}} + \frac{\alpha}{\hbar} [\mathbf{z} \times \vec{\sigma}] (\mathbf{p} - e \mathbf{A}/c) - \frac{1}{2} g \mu_{B} H_{z} \sigma_{z} + V(x, y).$$

Собственная функция Н₀ представляет собой двухкомпонентный спинор, удовлетворяющий граничным условиям Пайерлса, зависящим от числа квантов магнитного потока p/q через элементарную ячейку сверхрешётки, а спектр $E_n(\mathbf{k})$ представляет собой систему 2q подзон (с учётом спинового расщепления), причём в выбранной калибровке магнитная зона Бриллюэна имеет вид $-\pi/qa \le k_x \le \pi/qa$, $-\pi/a \le k_y \le \pi/a$ [1–3]. BHeIIIнее воздействие описывается гамильтонианом для возмущения от электромагнитного поля плоской волны векторным потенциалом с $\mathbf{A}_{w} = \mathbf{x} A_{0} \exp(i(\omega t - \mathbf{k} \cdot \mathbf{r})),$ включающим и спинорбитальное слагаемое [3].

Расчёт измеримых магнитооптических величин, индуцированных полем волны, начинается с вычисления компонент тензора проводимости σ_{ij} , которые с учётом конечного времени релаксации τ имеют вид [4]

$$\begin{split} \sigma_{ij} &= \frac{i e^2}{(m^*)^2 \hbar} \sum_{\mathbf{k}, m, n} \frac{1}{\omega_{n m}(\mathbf{k})} \times \\ \times & \left(\frac{p_{m n}^i \cdot p_{n m}^j}{\omega - \omega_{n m}(\mathbf{k}) + i/\tau} + \frac{(p_{m n}^i \cdot p_{n m}^j)^*}{\omega + \omega_{n m}(\mathbf{k}) + i/\tau} \right), \end{split}$$

где $\hbar \omega_{nm}(\mathbf{k}) = E_n(\mathbf{k}) - E_m(\mathbf{k})$. Зная компоненты тензора проводимости, можно рассчитать также тензор диэлектрической проницаемости во внешнем периодическом поле:

$$\varepsilon_{ij} = \delta_{ij} + \frac{4\pi i}{\omega} \sigma_{ij}(\omega)$$



Рис. 1. Частотные зависимости индуцированной проводимости и диэлектрической проницаемости для сверхрешётки с СОВ в магнитном поле при воздействии терагерцовым излучением.

Кроме того, компоненты тензора проводимости вместе с показателем преломления среды определяют и величины угла поворота плоскости поляризации в эффектах Керра [5] и Фарадея [6]. Таким образом, исследование частотных зависимостей $\sigma_{ij}(\omega)$ является основным этапом для поставленной задачи.

Рассчитанные зависимости для $\sigma_{ii}(\omega)$ и $\mathcal{E}_{ii}(\omega)$ показаны на рисунке для случая линейно поляризованной волны, падающей нормально на плоскость электронного газа в гетероструктуре на основе GaAs/InGaAs с $m^*=0.05m_0, g=-4, a=80$ нм, $V_0 = 1$ мэВ, p/q=4/1, $\alpha = 2.5 \cdot 10^{-9}$ эВ см и $\tau = 10^{-8}$ с⁻¹. Можно сделать вывод, что амплитуда диэлектрического отклика и индуцированная проводимость максимальны при частотах, отвечающих разрешённым переходам между спин-расщеплёнными магнитными подзонами, причём смена знака для $\operatorname{Re}(\sigma_{xv})$ и $\operatorname{Im}(\sigma_{xv})$ отвечает соответствующей смене знака для углов Фарадея и Керра соответственно, что может служить для экспериментального определения и управления проводимостью двумерного электронного газа с СОВ.

Полученные в работе результаты говорят о существенной роли СОВ в структуре диэлектрического отклика и протекания магнитооптических эффектов в сверхрешётках, помещённых в магнитное поле, что важно для последующего экспериментального исследования таких структур, а также для их возможного применения в спинтронике и квантовых вычислениях. Работа поддержана программой РНП Минобрнауки РФ (проекты 2.1.1/2686, 2.1.1/3778), грантом РФФИ 09-02-1241-а и грантом Президента РФ для молодых кандидатов наук MK-1652.2009.2.

1. Demikhovski V.Ya., Perov A.A. // Phys. Rev. B. 2007. V. 75. P. 205307.

2. Перов А.А., Солнышкова Л.В. // Письма в ЖЭТФ. 2008. Т. 88. С. 717.

3. *Перов А.А., Солнышкова Л.В. //* ФТП. 2009. Т. 43, вып. 2. С. 214.

4. Oppeneer P.M. et al. // Phys. Rev. B. 1992. V. 45, P. 10924.

5. Zhang F. et al. // Europhysics Letters. 2008. V. 83. P. 47006.

6. Волков В.А., Михайлов С.А. // Письма в ЖЭТФ. 1985. Т. 41, вып. 9. С. 389.

7. Khomitsky D.V. // Phys. Rev. B. 2008. V. 77. P. 113313.

High-temperature terahertz plasmons in AlGaN/GaN grating-gate HEMTs

A.V. Muravjov^{1,2}, D.B. Veksler¹, V.V. Popov³, N. Pala⁴, X. Hu⁵, R. Gaska⁵, H. Saxena⁶, R.E. Peale⁶, M.S. Shur¹

¹Electrical and Computer Science Engineering Department, Rensselaer Polytechnic Institute, Troy, NY 12180, USA.

²Institute for Physics of Microstructures RAS, 603950, Nizhny Novgorod.

³Kotelnikov Institute of Radio Engineering and Electronics (Saratov Branch), Russian Academy of Sciences, Saratov.

⁴Electrical and Computer Engineering Department, Florida International University, Miami, FL 33174, USA.

⁵Sensor Electronic Technology, Inc., Columbia, SC 29209, USA.

⁶Department of Physics, University of Central Florida, Orlando, FL 32816, USA.

e-mail: popov@soire.renet.ru

Plasma excitations (plasmons) in field-effect transistors with two-dimensional (2D) electron channels strongly affect terahertz (THz) properties of these devices [1]. Faster plasmon velocities in comparison with electron drift velocities enable plasmonic devices to break into the THz range of operation frequencies. Critical issues for future development of the plasmon electronics are ensuring a strong coupling between plasmons and THz radiation and feasibility of room temperature operation. Previously, pronounced 2D plasmons in Si, III-V-compound, and GaN based semiconductor structures were observed only at the temperatures below liquid nitrogen.



Fig. 1. *a*) GaN-based 2D electron gas large area grating-gate HEMT structure on sapphire substrate with N_1 and N_2 being the electron concentrations in the gated and ungated parts of 2D electron channel. THz radiation with polarization of the electric field across the gate fingers is incident from the top. *b*) SEM image of the grating- gate fragment. $L = 1.5 \mu m$, $W = 1.15 \mu m$.

In this paper, we report on the observation of plasmon resonances in the large-area slit-grating-gate AlGaN/GaN-based high-electron-mobility transistor (HEMT) structures (Fig. 1) at elevated temperatures up to 170 K in agreement with theoretical predictions of Ref. [2]. The AlGaN/GaN heterostructure was grown on sapphire substrate. The heterostructure consists of a 100-nm-thick AlN buffer layer, 1.4-µmthick nominally undoped GaN layer, followed by Al_{0.2}Ga_{0.8}N barrier layer Si-doped to approximately 2×10^{18} cm⁻³. A metal grating gate with the period $L = 1.5 \ \mu m$ and narrow slits was deposited on top of the structure. Individual gate-finger length was $W = 1.15 \ \mu m$ with 0.35- μm slits between the gate fingers. The thickness of the barrier layer between the channel with 2D electron gas and the grating was $d = 28 \pm 2$ nm. Ohmic contacts for the source/drain electrodes and gate electrodes were fabricated using e-beam evaporated Ti/Al/Ti/Au and Ni/Au metal

stacks, respectively. The metal grating served both as a gate electrode and a coupler between plasmons and incident THz radiation. The 2D electron concentration N_1 in the channel under the grating-gate fingers was controlled by the gate voltage referenced to mutually connected source and drain contacts. The effective depletion threshold voltage was estimated from transconductance measurements as $U_{th} \approx -4$ V, which yielded the electron density in the gated sections of the channel as 7.5×10^{12} cm⁻² at zero gate voltage at room temperature. The active region covered by the grating gate was 1.6 mm by 1.7 mm and included more than 1000 metal fingers. Such large active area of the device allowed efficient focusing of incident THz radiation and its study by methods of conventional Fourier Transform Infrared (FTIR) spectroscopy.

The spectra measured at T = 77 K, 120 K, and 170 K (Fig. 2, *a*) exhibit well pronounced absorption resonances at the fundamental plasma frequency as well as at its 2nd, 3rd and 4th harmonics. Observed resonance frequencies are in a good agreement with the plasmon dispersion law $\omega_p = sk_p$ and selection rule for the plasmon wavevector as $k_p = 2\pi n/L$ (n = 1, 2, 3, 4 ...) [2], where the plasmon velocity is $s = (e^2 N_1 d/m^* \epsilon \epsilon_0)^{1/2}$ with m^* and ϵ being the electron effective mass and the barrier-layer dielectric constant, respectively. For $N_1 = 7.5 \cdot 10^{12}$ cm⁻², one obtains $s \approx 1.9 \cdot 10^8$ cm/s. The observed resonance frequencies reasonably obey this simple dispersion law for gated plasmons due to relatively large grating-gate duty cycle $W/L \approx 0.77$ and small gate-to-channel separation $d \ll L$.

Fig. 2, *b* demonstrates tunability of the resonances by the applied gate voltage U_g . Negative U_g decreases the electron concentration N_1 under the gate fingers, decreasing plasmon velocity *s* and, hence, causes a red shift of the resonances. The best fit of the resonance shift versus U_g for the 1st, 2nd and 3rd resonances in Fig. 2, *b* corresponds to $U_{th}^* \approx -8$ V, while the value of U_{th} found from the transconductance measurements is about – 4 V. We explain this by a voltage drop across the channel caused by the gate leakage current crowding at the edges of the structure, so that the actual applied gate voltage $U_{g,appl}$ indicated in Fig. 2, *a* appears to be almost twice higher than the actual voltage U_g between the gates and the channel in the central part of the structure.

Numerical simulations of the THz plasmon transmission spectra were performed using the firstprinciple self-consistent electrodynamics approach based on the integral equation method [3] for parameters corresponding to the AlGaN/GaN-based HEMT structure shown in Fig. 1 and $N_1 = N_2 = 7.5 \times 10^{12}$ cm⁻². The electron mobility μ was used as a fitting parameter to achieve the best correspondence between both linewidths and intensities of the plasmon resonances in the calculated (Fig. 3) and measured (Fig. 2, *a*) spectra. The fitted values of μ (see caption to Fig. 3) are in good agreement with the temperature dependence of the electron mobility in AlGaN/GaN heterostructures [4].



Fig. 2. *a*) Transmission spectra of the grating-gate Al-GaN/GaN HEMT structure, referenced to free space, measured at temperatures from 77 K to 295 K for $U_g = 0$. *b*) Transmission spectra for different applied gate voltages $U_{g,appl} = 0$ V; -1 V; -2 V; -3 V; -4 V; -5 V at T = 10 K. The spectra are referenced to the transmission spectrum of the identical AlGaN/GaN device without metal gate grating.

Observation o the plasmon resonances at relatively high temperatures is possible due to two factors: (i) high 2D electron density achievable in Al-GaN/GaN heterojunction and (ii) narrow slits between the gate fingers, which, is responsible for strong coupling between plasmons and THz radiation [2]. Even room temperature operation could possibly be achieved on AlGaN/GaN-based structures having grating gates with narrower slits.



Fig. 3. *a*) Calculated transmission (*T*) spectra of the gratinggate AlGaN/GaN HEMT structure for different electron mobilities: $1 - \mu_{77K} = 10000 \text{ cm}^2/\text{Vs}$ ($\tau = 1.14 \cdot 10^{-12} \text{ s}$), $2 - \mu_{120K} = 7600 \text{ cm}^2/\text{Vs}$ ($\tau = 0.86 \cdot 10^{-12} \text{ s}$), $3 - \mu_{170K} =$ $= 4400 \text{ cm}^2/\text{Vs}$ ($\tau = 0.5 \cdot 10^{-12} \text{ s}$), $4 - \mu_{295K} = 1200 \text{ cm}^2/\text{Vs}$ ($\tau = 0.14 \cdot 10^{-12} \text{ s}$). *b*) Corresponding calculated absorption (*A*) and reflection (*R*) spectra.

1. *Shur M.S.* Terahertz sources and detectors using two-dimensional electronic fluid in high electron-mobility transistors / M.S. Shur, J.-Q. Lü // IEEE Trans. Microwave Theory Tech. 2000. V. 48, No. 4. P. 750–756.

2. *Popov V.V.* Higher-order plasmon resonances in ganbased field-effect transistor arrays / V.V. Popov, G.M. Tsymbalov, D.V. Fateev, M.S. Shur // Int. J. High Speed Electronics and Systems. 2007. V. 17, No. 3. P. 557–566.

3. *Popov V.V.* Plasma wave instability and amplification of terahertz radiation in field-effect-transistor arrays / V.V. Popov, G.M. Tsymbalov, M.S. Shur // J. Physics: Condensed Matter. 2008. V. 20. P. 384208 (1–6).

4. *Gaska R.* Electron transport in AlGaN–GaN heterostructures grown on 6H–SiC substrates / R. Gaska, J. W. Yang, A. Osinsky, Q. Chen, M. Asif Khan, A. O. Orlov, G. L. Snider, M. S. Shur // Appl. Phys. Lett. 1998. V. 72, No. 6. P. 707–709.

Электролюминесценция квантово-размерных гетероструктур InGaAs/GaAs с ферромагнитными инжекторами вида (A³,Mn)B⁵

М.М. Прокофьева, М.В. Дорохин, Ю.А. Данилов, А.В. Кудрин, О.В. Вихрова

ННГУ им. Н.И. Лобачевского, пр-т Гагарина, 23, Нижний Новгород. e-mail: marinaprkfeva@rambler.ru

Разбавленные магнитные полупроводники, главным образом, полупроводники A³B⁵, легированные примесями переходных элементов группы железа (Mn), являются перспективным материалом спинтроники. Такие слои и гетероструктуры на их основе могут применяться в магнеторезистивных элементах или в спиновых светоизлучающих диодах в качестве эмиттеров поляризованных по спину носителей заряда [1]. Эффективность спиновой инжекции существенно зависит от свойств гетеропереходов $(A^3,Mn)B^5/A^3B^5$. В настоящей работе приведены результаты исследований электролюминесценции (ЭЛ) диодов с InGaAs/GaAs с квантовой ямой и различными видами гетеропереходов «ферромагнетик - полупроводник»: InMnAs/GaAs, MnSb/GaAs. Получение интенсивной ЭЛ является одним из необходимых условий успешного функционирования спиновых светоизлучающих диодов, кроме того, электролюминесцентные свойства позволяют судить о состоянии границы раздела ФМ «слой – полупроводник» [2].

Структуры выращивались на подложках n^+ -GaAs комбинированным методом МОСгидридной эпитаксии (МОСГЭ) при атмосферном давлении и лазерного распыления. Буферный n-GaAs слой и In_xGa_{1-x}As квантовая яма (x = 0.1-0.2, толщина – 10 нм) выращивались при температуре 600 °C. В качестве инжектора использовались марганец-содержащие слои, выращенные при пониженной температуре в том же реакторе методом поочерёдного распыления твердотельных мишеней (Mn, InAs или Sb) импульсным лазером [3].



Рис. 1. Схема светоизлучающих структур

Было изготовлено две серии образцов: с эмиттером InMnAs (серия А) и MnSb (серия В). Магнитные свойства слоёв InMnAs с аналогичными параметрами исследовались в работе [4]. Схема исследованных структур приведена на рис. 1. Формирование диодных структур завершалось изготовлением мезаструктур с применением фотолитографии и травления. Базовый омический контакт к проводящей подложке был изготовлен искровым вжиганием Sn-фольги.

В работе приведены результаты измерения электролюминесценции изготовленных диодов. При исследованиях ЭЛ на образцы подавалось прямое смещение (положительный по отношению к базе потенциал). Излучение регистрировалось со стороны подложки. Температура измерений составляла 77 К.



Рис. 2. Спектры ЭЛ структур А, измеренные при температурах 80 К (1), 120 К(2)

В ходе проведенных исследований было обнаружено, что эффективность электролюминесценции диодов существенно зависит от условий их изготовления, в частности от температуры вырацивания, толщины магнитного слоя и толщины спейсерного слоя GaAs между ферромагнитным эмиттером и активной областью диода.

Структура А. В структурах с эмиттером на основе InMnAs варьировались следующие параметры: а) толщина слоя InMnAs: (23; 40; 84 нм); б) содержание Mn в слое InMnAs (25–33%) и в) толщина спейсерного слоя GaAs (4–50 нм) между InMnAs и квантовой ямой. Были установлены следующие особенности светоизлучающих структур:

1. При уменьшении толщины спейсерного слоя < 20 нм наблюдается полное гашение ЭЛ. Диоды со сравнительно толстым спейсерным слоем (~ 50 нм) характеризуются сравнительно высокой интенсивностью электролюминесценции.

2. В исследуемом диапазоне концентраций Mn (25–33 %) интенсивность ЭЛ структур тем выше, чем меньше содержание Mn в слое InMnAs.

3. Наибольшая интенсивность ЭЛ наблюдается для структур, у которых толщина слоя InMnAs составила 40 нм.

Предположительно выявленные ограничения связаны с диффузией Мп из магнитного слоя в активную область светоизлучающей структуры и формированием в ней центров безызлучательной рекомбинации.

Для оптимизированных по ростовым параметрам структур было проведено исследование температурной зависимости интенсивности электролюминесценции.

Обнаружено, что зависимость интенсивности ЭЛ от температуры в диодных структурах с контактным слоем InMnAs носит немонотонный характер. При величине тока накачки 10 мА в области низких температур (10–50 К) интенсивность ЭЛ увеличивается с ростом температуры более чем на порядок по сравнению с низкотемпературным значением. В области температур 50–120 К интенсивность ЭЛ остаётся практически постоянной. При температурах 120–280 К наблюдается монотонное снижение интенсивности ЭЛ с ростом температуры измерений. Для тока накачки 7 мА наблюдается заметное снижение интенсивности ЭЛ во всем исследованном диапазоне, особенно в области низких температур.



Рис. 3. Температурная зависимость ЭЛ изготовленных диодных структур при токе накачки 10 мА (*1*), 7 мА (*2*).

Немонотонному характеру температурной зависимости ЭЛ может быть предложено следующее объяснение. При понижении температуры наблюдается характерное для полупроводников, в частности для слоев InMnAs [5], уменьшение концентрации носителей. В частности, значения объемной концентрации дырок для исследуемых слоев InMnAs составляют $7.2 \cdot 10^{17}$ см⁻³ при температуре 75 К и $2.4 \cdot 10^{17}$ см⁻³ при 10 К. При уменьшении объемной концентрации дырок с понижением температуры снижается эффективность инжекции носителей из ферромагнитного слоя и интенсивность ЭЛ.

Структура Б. Для диодов на основе структуры Б проведены только предварительные исследования. При исследовании электролюминесценции диодов с контактным слоем MnSb получено, что аналогично диодам с контактным слоем InMnAs эффективная электролюминесценция наблюдается в случае толщины спейсерного слоя ≥ 20 нм. Так, в диодных структурах с толщиной спейсерного слоя 50 нм были зарегистрированы спектры электролюминесценции при температуре 77 К в диапазоне рабочих токов диодов 10–100 мА.

Таким образом, показана возможность получения электролюминесценции в светоизлучающих диодах с InGaAs/GaAs квантовой ямой и магнитным контактным слоем InMnAs и MnSb, сформированными комбинированным методом МОСгидридной эпитаксии и лазерного распыления твердотельных мишеней. Применение указанной технологии делает возможным изготовление основных областей (ферромагнитного эмиттера и активной области) светоизлучающего диода в едином технологическом процессе.

Работа выполнена при поддержке грантов РФФИ (07-02-00486, 08-02-97038 р_поволжье), СRDF (ВР4М01), программы «Развитие научного потенциала высшей школы» (РНП 2.2.2.2/4297) и программы фундаментальных исследований Президиума РАН № 27 «Основы фундаментальных исследований нанотехнологий и наноматериалов».

1. *Žutic, I.* Spintronics: Fundamentals and applications / I. Žutic, J. Fabian, S. Das Sarma // Rev. Mod. Phys. 2004. V. 76. P. 323–410.

2. Исследование свойств границы раздела Ni (Co)/GaAs в светоизлучающих диодах на основе квантоворазмерных гетероструктур In(Ga)As/GaAs / Е.А. Ускова, М.В. Дорохин, Б.Н. Звонков, П.Б. Дёмина, Е.И. Малышева, Е.А. Питиримова, Ф.З. Гильмутдинов // Поверхность. рентг., синхротр. и нейтр. исслед. 2006. Вып. 2. С. 89–95.

3. Применение лазерного распыления для получения полупроводниковых наногетероструктур / Б.Н. Звонков, О.В. Вихрова, Ю.А. Данилов, Е.С. Демидов, П.Б. Дёмина, М.В. Дорохин, Ю.Н. Дроздов, В.В. Подольский, М.В. Сапожников // Опт. журнал. 2008. Т. 75, вып. 6. С. 56–61.

4. Ferromagnetic semiconductor InMnAs layers grown by pulsed laser deposition on GaAs / Yu.A. Danilov, A.V. Kudrin, O.V. Vikhrova, B.N. Zvonkov, Yu.N. Drozdov, M.V. Sapozhnikov, S. Nicolodi, E.R. Zhiteitsev, N.M. Santos, M.C. Carmo, N.A. Sobolev // J. Phys. D. Appl. Phys. 2009. V. 42. P. 035006–035011.

5. *Hajjar, P.A.* Measurements of magnetoresistance in magneto – optical recording media / *P.A. Hajjar, M. Mansuripur, H.-P.D. Shien* // J. Appl. Phys. 1991. V. 69, № 10. P. 7067–7080.

Фотопроводимость твердых растворов на основе Pb_{1-x}Sn_xTe(In)

Л.И. Рябова¹, А.А. Добровольский¹, А.В. Галеева¹, А.В. Никорич², З.М. Дашевский³, В.А. Касиян³, В.В. Бельков^{4,5}, С.Д. Ганичев⁵, Д.Р. Хохлов¹

¹ Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова, Москва.
 ² Институт прикладной физики АН Молдовы, Кишинев, Молдова.
 ³ Университет Бен Гурион, Бир-Шева, Израиль.
 ⁴ Физический факультет, университет Регенсбурга, Германия.
 ⁵ Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, Санкт-Петербург.

e-mail: mila@mig.phys.msu.ru

Теллурид свинца и твердые растворы на его основе являются узкощелевыми полупроводниками с варьируемой при изменении состава прямой запрещенной зоной. Важной особенностью РbTe является высокое значение статической диэлектрической проницаемости, приводящее к сильной поляризации кристаллической решетки в близкой окрестности собственных дефектов и примесных центров при легировании. Возникают корреляционные процессы в системе примесный центр ближайшее кристаллическое окружение. Следствием этих процессов может быть переменная валентность примесных атомов, формирование системы примесных уровней, эффект стабилизации положения уровня Ферми. В случае если зарядовое состояние примесного центра изменяется на два единичных заряда, наблюдаются процессы долговременных релаксаций при выведении электронной подсистемы из состояния равновесия внешними воздействиями. Частным случаем подобных процессов является задержанная фотопроводимость при низких температурах, обнаруженная в твердых растворах на основе теллурида свинца, легированных индием In [1].

Особенности фотопроводимости указанных соединений определяются как основными (отвечающими за стабилизацию уровня Ферми) состояниями, так и наличием метастабильных примесных состояний. Основное состояние примесного центра является двухэлектронным. Возбуждение электронов в зону проводимости происходит через промежуточное одноэлектронное состояние примеси, расположенное по энергии выше дна зоны проводимости, что приводит к возникновению рекомбинационного барьера, препятствующего быстрой релаксации носителей при низких температурах [1]. Согласно [2] метастабильные состояния формируют мелкий примесный уровень, расположенный вблизи дна зоны проводимости. Важно, что задержанная фотопроводимость наблюдается не только в полуизолирующих образцах Pb_{1-x}Sn_xTe(In), но и в сильно вырожденном PbTe(In), уровень Ферми в котором расположен на 70 мэВ выше дна зоны проводимости.

Эксперименты по изучению фотопроводимости в терагерцовой области спектра ранее проводились только для полуизолирующих образцов Pb_{0.75}Sn_{0.25}Te(In) в условиях фоновой подсветки, обеспечивающей положение квазиуровня Ферми на 5–10 мэВ выше дна зоны проводимости [3, 4]. Фотоотклик был обнаружен при энергиях кванта терагерцовых лазерных импульсов существенно меньших, чем энергия квазиуровня Ферми в условиях фоновой подсветки [4]. Таким образом, уровень метастабильных примесных состояний, повидимому, не может рассматриваться как мелкий уровень, отщепленный от дна зоны проводимости. Тогда интересно исследовать фотопроводимость в терагерцовой области для вырожденных образцов PbTe(In). В настоящей работе в качестве объектов исследования были выбраны пленки PbTe(In) с варьируемым размером зерна.

Пленки осаждались на стеклянную подложку при температурах -120 °C и 250 °C. Нанокристаллические пленки со средним размером кристаллита d ~ 60 нм, полученные на охлаждаемых подложках, обладали проводимостью р-типа. Электронный транспорт в таких пленках осуществляется дырками в инверсионных каналах на поверхности зерен [5]. Межзеренные барьеры приводят к активационному характеру проводимости в области высоких температур Т (рис. 1). Задержанная фотопроводимость наблюдается при достаточно высоких температурах T < 150 К. Свойства подобных пленок определяются модуляцией зонного рельефа, обуславливающего наличие рекомбинационного и дрейфового барьеров [5]. Пленки с размером зерна 300 нм, полученные на нагретой подложке, обладали проводимостью *n*-типа. Температурная зависимость проводимости этих пленок характерна для вырожденных полупроводников, задержанная фотопроводимость наблюдается при T < 25 К, так же как и в монокристаллических образцах PbTe(In). В подобных пленках определяющий вклад в транспорт носителей вносит объем зерен.



Рис. 1. Температурные зависимости удельного сопротивления пленок PbTe(In) с разным размером зерна (цифры у кривых), измеренные в условиях экранирования (сплошные символы) и при подсветке (открытые символы).

На рис. 2, *а* представлено относительное изменение проводимости пленки *n*-типа при прохождении лазерного импульса с длиной волны $\lambda =$ 148 мкм и длительностью около 100 нс. Так же, как и в Pb_{0.75}Sn_{0.25}Te(In) [3], положительная задержанная фотопроводимость наблюдается при низких температурах. В области высоких температур сигнал фотопроводимости меняет знак. В нанокристаллических пленках с размером кристаллита 60 нм положительная фотопроводимость в терагерцовой области спектра не обнаружена (рис. 2, *b*).



Рис. 2. Изменение сигнала относительной фотопроводимости при прохождении лазерного импульса для поликристаллической пленки PbTe(In) *n*-типа (*a*) и нанокристаллической пленки *p*-типа (*b*).

Температурные зависимости проводимости пленок, измеренные в условиях экранирования, в условиях фоновой подсветки, а также максимальные значения фотоотклика в условиях фоновой подсветки при прохождении терагерцовых лазерных импульсов показаны на рис. 3. Все особенности фотопроводимости поликристаллических пленок п-типа полностью аналогичны свойствам монокристаллов Pb_{0.75}Sn_{0.25}Te(In) [3]. Поэтому логично предположить, что положительная фотопроводимость в указанных пленках обусловлена особенностями примесных центров индия, а отрицательная фотопроводимость в области высоких температур связана с разогревом электронного газа в условиях прохождения лазерного импульса. В нанокристаллических пленках р-типа лазерный импульс индуцирует уменьшение проводимости пленки во всем диапазоне температур. Это еще раз доказывает, что проводимость нанокристаллических пленок определяется модуляцией зонного рельефа, и эффект отрицательной фотопроводимости может быть аналогом инфракрасного гашения остаточной проводимости в неоднородных полупроводниках.



Рис. 3. Температурные зависимости проводимости поликристаллической пленки PbTe(In) *п*-типа (*a*), и нанокристаллической пленки р-типа (*b*), измеренные в условиях экранирования (dark) и при подсветке (см. текст).

Фоточувствительность пленок с вырожденным электронным газом в условиях подсветки терагерцовыми импульсами подтверждает, что уровень метастабильных примесных состояний не может быть рассмотрен как мелкий уровень под дном зоны проводимости. Более вероятно предположение о том, что метастабильные состояния связаны с основным состоянием примесного центра, независимо от того, где он расположен: в запрещенной зоне или на фоне разрешенных энергий зоны проводимости.

Работа выполнена при частичной поддержке грантов РФФИ № 08-02-00306 и 08-02-90104.

1. Волков, Б.А. Примеси с переменной валентностью в твердых растворах на основе теллурида свинца / Б.А. Волков, Л.И. Рябова, Д.Р. Хохлов // УФН. 2002. Т. 172, вып. 8. С. 875–906.

2. Волков, Б.А. Внутрицентровые кулоновские корреляции, зарядовые состояния и спектр примесей III группы в узкощелевых полупроводниках A^4B^6 / Б.А. Волков, О.М. Ручайский // Письма в ЖЭТФ. 1995. Т. 62, вып. 3. С. 205–209.

3. *Khokhlov D.* Terahertz photoconductivity of $Pb_{1-x}Sn_xTe(In) / D.$ Khokhlov, L. Ryabova, A. Nicirici, V. Shklover, S. Ganichev, S. Danilov, V. Bel'kov // Appl. Phys. Lett. 2008. V. 93. P. 264103.

4. Галева, А.В. Фотопроводимость узкощелевых полупроводников Pb_{1-х}Sn_xTe(In) в терагерцовой спектральной области / А.В. Галеева, Л.И. Рябова, А.В. Никорич, С.Д. Ганичев, С.Н. Данилов, В.В. Бельков, Д.Р. Хохлов // Письма в ЖЭТФ. 2010. Т. 91, вып. 1. С. 37–39.

5. *Komissarova T*. Impedance of photosensitive nanocrystalline PbTe(In) films / T. Komissarova, D. Khokhlov, L. Ryabova, Z. Dashevsky, V. Kasiyan // Phys. Rev. B. 2007. V. 75. P. 195326.

Оптический шум в нуль-мерных системах: полупроводниковые лазеры с квантовыми точками

А.В. Савельев^{1,2}, А.Е. Жуков¹

¹ Санкт-Петербургский академический университет – научно-образовательный центр нанотехнологий РАН,

ул. Хлопина 8/3, Санкт-Петербург.

² Санкт-Петербургский государственный политехнический университет, ул. Политехническая, 29, Санкт-Петербург. e-mail: <u>savelev@mail.ioffe.ru</u>

e-mail: <u>savelev(*a*)mail.toffe.ru</u>

Спектр генерации полупроводникового лазера состоит из нескольких десятков (до 100) мод Фабри – Перо лазерного резонатора. Полупроводниковые лазеры, обладающие широким спектром генерации, представляют значительный интерес для различных приложений, таких как многоканальная оптическая передача данных, оптическая томография, и ряда других. Для таких задач необходимо достижение определенной степени совершенства лазерного излучения, которое определяется модовым составом излучения, фазовым шумом – шириной линии излучения и шумом интенсивности отдельных мод.

Недавно экспериментально были продемонстрированы уникальные свойства лазеров на квантовых точках (КТ) InAs/GaAs, принципиально отличающиеся от характеристик лазеров с квантовыми ямами и объемной активной областью - широкий спектр оптической генерации (75 нм) и низкий уровень шума отдельных мод (менее –120 дБ) [1]. Достаточно низкий интегральный шум наблюдался и в лазерах с квантовыми ямами, однако шум межмодовых биений (mode partition noise) в многомодовом режиме генерации делал невозможным использование отдельных мод таких лазеров для высокоскоростной передачи информации. В то же время низкий шум отдельных мод лазеров с КТ представляют значительный интерес для систем многоканальной оптической связи. Помимо практического интереса исследование шумов представляет существенный фундаментальный интерес - свойства шума отражают особенности микроскопического взаимодействия излучающей системы (т. е. КТ) и ее окружения: процессов электронной и дырочной релаксации между уровнями размерного квантования и скорости дефазировки. Закономерности таких процессов обычно не видны при изучении средних величин (спектра, мощности и т.д.). В настоящее время теория шумов в нуль-мерных (0D) полупроводниковых системах слабо развита, несмотря на очевидную важность для теории и практики полупроводников.

Данная работа посвящена построению теории оптических шумов в 0D-системах и ее примене-

нии к описанию свойств лазеров с квантовыми точками. Описание шума основано на формализме Гейзенберга – Ланжевена [2], получены выражения для корреляторов квантовых операторов случайных сил в 0D-системах общего вида, с учетом релаксации носителей заряда между уровнями размерного квантования, структуры энергетических уровней и механизмов дефазировки. Для изучения оптических шумов в лазерах нелинейные динамические уравнения приводятся к линейным уравнениям флуктуаций физических величин относительно равновесных значений, определяемых по методу, сформулированному нами ранее [3].

В соответствии с соотношениями Эйнштейна и диссипационно-флуктуационной теоремой основными источниками шума являются процессы дефазировки дипольного момента излучателей, они определяют однородное уширение линии излучения и в основном определяют корреляторы (диффузионные коэффициенты) случайных сил в уравнениях Гейзенберга – Ланжевена. При комнатных температурах эти величины оказываются сравнимыми для лазеров с квантовыми точками и квантовыми ямами. Однако кинетические коэффициенты в динамических уравнениях существенно различаются, благодаря меньшему модальному усилению и более медленной релаксации носителей заряда в структурах с КТ. Это в итоге приводит к особенностям спектра шума и шума отдельных мод в лазерах с КТ – последний сильно подавлен.

Предложенный подход позволил описать экспериментальные результаты по шуму лазеров с КТ [1] и сформулировать пути оптимизации их рабочих характеристик. Помимо практического значения данные результаты служат подтверждением адекватности предложенного общего подхода описания флуктуаций в полупроводниковых системах с ансамблем нуль-мерных излучателей.

1. Zhukov A.E., Kovsh A.R. // Quant. Electron. **38**, 409 (2008).

2. Lax M. // Phys. Rev 145, 110 (1965).

3. Савельев А.В. и др. //Физ. Тех. Полупр. **43**, 1641 (2009).

Особенности кинетики фотолюминесценции гетероструктур GaAs/GaAsSb с квантовыми ямами

В.Я. Алешкин¹, Б.А. Андреев¹, В.И. Гавриленко¹, С.В. Морозов¹, А.Н. Яблонский¹, А.Г. Спиваков¹, Yu.G. Sadofyev², N. Samal²

¹ Институт физики микроструктур РАН, ГСП-105, Нижний Новгород. ² Trion Technology, Tempe, AZ 85281, USA. e-mail: spag@ipm.sci-nnov.ru

Гетероструктуры с квантовыми ямами (КЯ) GaAsSb/GaAs с содержанием сурьмы среди элементов пятой группы порядка 40% интенсивно исследуются на протяжении нескольких лет в связи с возможностью создания вертикально излучающего лазера (VCSEL), основанного на комбинации КЯ GaAsSb/GaAs и распределенных брегговских зеркал GaAs/AlAs, работающего в диапазоне 1.3 мкм [1–3]. К недостаткам существующих источников на основе InP следует отнести их высокую стоимость и сравнительно небольшой срок службы.

Несмотря на довольно интенсивный сигнал фотолюминесценции (ФЛ) при комнатной температуре, VCSEL высокой мощности на основе КЯ GaAsSb/GaAs еще не реализованы [1, 2]. В настоящее время наблюдалась лазерная генерация на гетероструктуре GaAsSb/Al_vGa_{1-v}As [3] в диапазоне 1.2 мкм при комнатной температуре. Однако кроме перспектив практического использования существует и фундаментальный интерес исследования этих структур. До сих пор в связи с противоречивыми результатами, полученными в различных исследовательских группах, не сложилось единого мнения о типе зонной диаграммы гетероперехода GaAsSb/GaAs. В ряде работ авторы указывают на второй тип зонной диаграммы. т. е. дно зоны проводимости GaAsSb находится выше дна зоны проводимости GaAs. С другой стороны имеются данные, указывающие, что тип зонной диаграммы является функцией молярной доли сурьмы и изменяется от первого типа для х меньше 0.34 ко второму типу для х больше 0.34. Таким образом, КЯ GaAsSb, ограниченная барьерами GaAs, может рассматриваться как система с хорошо локализованными дырками (в слое GaAsSb) и слабо локализованными (или делокализованными) электронами, в особенности при комнатной температуре, когда тепловая энергии носителей *k*_B*T* может быть сравнима с величиной разрыва в зоне проводимости.

В настоящей работе было проведено исследование спектров и кинетики ФЛ гетероструктур с КЯ GaAs_{0.64}Sb_{0.36}/GaAs (образец #270) и GaAs_{0.64}Sb_{0.36}/Al_{0.1}Ga_{0.9}As (образец #371) шириной 70 Å при температуре 77 K с наносекундным разрешением. Гетероструктуры были выращены методом МПЭ на подложках GaAs. Широко распространена методика определения типа гетероперехода на основании зависимости спектра ФЛ от мощности возбуждения [1, 3]. Зависимость спектров ФЛ данных структур от уровня накачки при

непрерывной подсветке ($\lambda_{ex} = 532$ нм, $P_{ex} \le 1$ Вт) исследовалась в предыдущих работах, в частности [4]. В данной работе использовались методы спектроскопии временного разрешения при возбуждении ФЛ излучением перестраиваемых импульсных (наносекундной длительности) лазеров. Возбуждение ФЛ осуществлялось в диапазоне длин волн 800÷940 нм импульсами длительностью 5 нс, генерируемыми параметрическим оптическим осциллятором, максимальная плотность мощность в импульсе составляла 26 МВт·см⁻². Сигнал ФЛ пропускался через решёточный монохроматор и регистрировался ФЭУ, время отклика которого составляло 1 нс.

В нашей работе наряду с голубым сдвигом пика ФЛ с увеличением интенсивности возбуждения, который связывается с суперпозицией прямых и непрямых (в реальном пространстве) оптических переходов и эффектом изгиба зон на интерфейсе из-за пространственного разделения электронов и дырок в структуре второго типа (мы полагаем, что в наших структурах реализуется именно такой случай), было обнаружено расщепление линии ФЛ, обусловленное наличием переходов двух типов. На лучших отобранных структурах проведены спектрокинетические измерения ФЛ с целью получения прямой информации о наличии переходов двух типов, поскольку времена релаксации ФЛ на прямых и непрямых переходах должны существенно отличаться. Образец #371 использовался в качестве эталона, поскольку гетеропереход GaAs_{0.64}Sb_{0.36}/Al_{0.1}Ga_{0.9}As является переходом І рода.

При возбуждении излучением с энергией кванта, не превышающей ширину запрещённой зоны спейсера E_g^{sp} ($\lambda_{ex} = 900$ нм), в спектрах ФЛ всех структур наблюдалась узкая линия, связанная с квантовой ямой. При уменьшении длины волны возбуждения до 800 нм, что соответствует $hv_{ex}>E_g^{sp}$, в спектре возникала широкая компонента в диапазоне 1050 нм, связываемая с дефектами в спейсере [3]. Зависимость спектров и кинетики ФЛ от уровня возбуждения строилась в условиях $hv_{ex} < E_g^{sp}$ с целью минимизации влияния дефектной компоненты в спектре.

При уровне возбуждения 0.17 МВт см⁻² в спектрах ФЛ обеих структур наблюдались узкие линии, обусловленные гетеропереходами в КЯ. По мере роста уровня возбуждения наблюдался сдвиг линии ФЛ структуры #270 в область меньших длин волн, характерный для структур с гетеропереходом II рода (рис. 1), в то время как положение

линии ФЛ образца #371 не зависело от мощности возбуждения. Уширение линии ФЛ образца #270 при уровне возбуждения 11.4 МВт·см⁻² (см. рис. 1, кривая *c*), вероятно, обусловлено суперпозицией непрямых и прямых излучательных переходов в условиях сильного изгиба зон. Наблюдаемая в настоящей работе зависимость спектра ФЛ образцов от уровня накачки согласуется с результатами спектральных исследований в условиях непрерывной накачки [4].



Рис. 1. Спектры ФЛ структуры с КЯ $Ga_{0.64}AsSb_{0.36}/GaAs$ при возбуждении импульсами ОРО на длине волны 940 нм мощностью 0.17 MBT см⁻² (*a*), 4.2 MBT см⁻² (*b*) и 11.4 MBT см⁻² (*c*). На вставке приведена схематическая зонная диаграмма структуры с гетеропереходом II рода в условиях интенсивного возбуждения.

Структуры с гетеропереходом II рода характеризуются значительным смещением линии ФЛ в коротковолновую область с увеличением мощности возбуждения, которое возникает вследствие заполнения и изгиба зон вблизи гетерограницы, обусловленного кулоновским взаимодействием пространственно разнесённых электронов и дырок (см. вставку на рис. 1). Напротив, в структурах с гетеропереходом I рода пространственное разделение носителей заряда отсутствует, вследствие чего зависимость спектра ФЛ от мощности возбуждения гораздо слабее.

На рис. 2 приведена кинетика ФЛ представленных образцов. Время релаксации ФЛ образца #270 на длине волны, соответствующей переходу в КЯ, во всём диапазоне значений мощности возбуждения практически не менялось и составляло порядка 30 нс (см. рис. 2, кривые *a* и *b*). В то же время при уровне возбуждения 11 МВт·см⁻² на коротковолновом краю линии ФЛ образца #270 время релаксации определялось разрешением системы (см. Рис. 2, кривая с), что связывается нами с проявлением прямых в пространстве оптических переходов. Время релаксации ФЛ в структуре #371 определялось временным разрешением системы (см. рис. 2, кривая *d*).



Рис. 2. Кинетика ФЛ структур при возбуждении импульсами ОРО:

а) Образец #270, $P_{\rm ex} = 0.17 \, {\rm MBt} \cdot {\rm cm}^2$, $\lambda = 1260 \, {\rm нм}$, b) Образец #270 $P_{\rm ex} = 11.4 \, {\rm MBt} \cdot {\rm cm}^2$, $\lambda = 1250 \, {\rm нм}$, c) Образец #270 $P_{\rm ex} = 11.4 \, {\rm MBt} \cdot {\rm cm}^2$, $\lambda = 1180 \, {\rm нм}$, d) Образец #371, $P_{\rm ex} = 11.4 \, {\rm MBt} \cdot {\rm cm}^2$, $\lambda = 1190 \, {\rm нм}$. Длина волны возбуждения 940 нм.

В работе было проведено сравнение спектров и кинетики ФЛ структур с КЯ $GaAs_{0.64}Sb_{0.36}/GaAs$ (гетеропереход II рода) и $GaAs_{0.64}Sb_{0.36}/Al_{0.1}Ga_{0.9}As$ (гетеропереход I рода), полученных методом МПЭ. Спектры и кинетика ФЛ были измерены при температуре 77 К в широком диапазоне значений уровня возбуждения с наносекундным разрешением.

В спектре ФЛ структуры с гетеропереходом II рода при мощности возбуждения 0.17 МВт·см⁻² наблюдалась узкая линия, время релаксации которой составляло 30 нс. При уровне возбуждения 11 МВт·см⁻² в спектре ФЛ данной структуры по-являлась дополнительная компонента, время релаксации которой определялось разрешением системы. Время релаксации ФЛ в структуре с гетеропереходом I рода также определяется разрешением системы, и быстрая составляющая, наблюдаемая в спектре структуры с КЯ GaAs_{0.64}Sb_{0.36}/GaAs, связывается с прямыми оптическими переходами.

1. *Luo X. D. et al.* Selectively excited photoluminescence of GaAs1-xSbx/GaAs single quantum wells // Appl. Phys. Lett. 2002. V. 81 P. 3795.

2. Dinu M., Cunningham J. E., Quochi F., Shah J. Optical properties of strained antimonide-based heterostructures // J. Appl. Phys. 2003. V. 94, № 3. P. 1506–1512.

3. Blume G., Hosea T.J.C., Sweeney S.J., Johnson S.R., Wang J.-B., Zhang Y.-H. Temperature dependent bandgap energy and conduction band offset of GaAsSb on GaAs // IEEE Proc.-Optoelectron. 2005. V. 152, № 2. P. 110.

4. Садофьев Ю.Г., Samal N., Андреев Б.А., Гавриленко В.И., Морозов С.В., Спиваков А.Г., Яблонский А.Н. Напряженные структуры GaAsSb/GaAs с квантовыми ямами для лазеров диапазона 1.3 мкм // ФТП. 2010. Т. 44, вып. 3. С. 422–429.

Рост эффективности фотоответа нанопористого кремния в УФ-диапазоне

О.С. Ельцина, Ю.С. Вайнштейн, Л.В. Беляков, Д.Н. Горячев, О.М. Сресели

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе, РАН, Санкт-Петербург, Политехническая, 26. e-mail: Olga.Sreseli@mail.ioffe.ru

Работа посвящена исследованию фотоответа структур нанопористый кремний (por-Si) – монокристаллический Si с выпрямляющим полупрозрачным золотым контактом к por-Si и омическим контактом к Si.

Нанопористый кремний - перспективный материал для оптоэлектроники, совместимый с кремниевой технологией. Было показано [1, 2], что por-Si может использоваться как эффективный фотодетектор с фотоответом в широкой спектральной области от ближнего ИК до ультрафиолета. Существует возможность применения por-Si в солнечных элементах для использования УФчасти солнечного спектра. Поскольку por-Si можно рассматривать как ансамбль нанокристаллитов (НК) Si, то в фотоответе (фототоке) исследованной структуры можно ожидать проявления квантовых особенностей в эффектах умножения и ударной ионизации носителей [3]. Как известно, при поглощении кванта света из коротковолновой части спектра в солнечном элементе рождается высокоэнергетическая («горячая») электроннодырочная пара, значительная часть энергии которой теряется в процессе рассеяния и не участвует в фотоответе. Использование полупроводниковых квантовых точек (КТ) позволяет решить эту проблему. В КТ становится возможным обратный оже-рекомбинации процесс ударной ионизации носителей, сопровождающийся их умножением. Надо отметить, что умножение носителей может происходить как в одиночной КТ, так и в соседних КТ. Теоретически эти процессы рассмотрены в работах [3-5]. Экспериментально ударная ионизация в одиночной КТ наблюдалась в прямозонных КТ на основе CdS, CdSe, PbTe [6-8]. В первых работах, описывающих умножение носителей в НК кремния при освещении квантами высоких энергий, исследовались либо коллоидные растворы НК [9], либо НК, погруженные в матрицу SiO₂ [10, 11] и в обогащенный кремнием оксинитрид [12].

В данной работе описано проявление ударной ионизации в фототоке por-Si.

Слои рог-Si были получены электрохимическим травлением кремния *p*-типа ($\rho = 1 - 4 \Omega$ см). На поверхность рог-Si напылялся полупрозрачный слой Au. К кремниевой подложке создавался медный омический контакт. Таким образом были получены структуры Au/por-Si/p-Si/Cu с невысоким барьером Шоттки на границе Au/por-Si, гетеропереходом на границе por-Si/p-Si и включенным последовательно сопротивлением самого por-Si.

Была определена эффективность фототока структур (отношение фототока к числу поглощенных фотонов при приложении запорного смещения к структуре) в диапазоне $\sim 2,0-4,5$ эВ (рис. 1). Спектр фототока структуры состоит из двух частей: спектра узкозонной кремниевой подложки и спектра фотоответа широкозонного «окна» – слоя por-Si.



Рис. 1. Эффективность фототока структуры Au/por-Si/ p-Si: расчетные вклады в эффективность фототока от подложки и por-Si (1 и 2), их сумма (3) и экспериментальные результаты при обратном смещении 3 В (4).

На рисунке 1 представлен результат расчета эффективности фототока подложки и слоя por-Si (кривые 1 и 2 соответственно) для случая падения света со стороны слоя por-Si толщиной 8 мкм. Спектральные зависимости коэффициентов поглощения взяты из литературы [13]. Кривая 3 показывает суммарный вклад подложки и por-Si. При больших энергиях фотонов большая часть падающего света поглощается в por-Si, и наблюдается только фотоответ слоя por-Si. Эффективность фототока при этом должна оставаться постоянной (кривая 3) при условии, что поглощение одного фотона в НК приводит к рождению одного экситона. В наших экспериментах в УФ-диапазоне (при hv > 3.5 - 3.8 эВ) наблюдался существенный рост эффективности фототока (кривая 4).

Для объяснения наблюдаемого эффекта была привлечена модель мультиэкситонной генерации (МЭГ), рассмотренная, например, в [10]. Суть ее заключается в том, что при поглощении фотона с $hv > 2E_{ex}$, где E_{ex} – энергия основного состояния экситона, в НК возбуждается «горячий» экситон. В результате процесса, обратного оже-рекомбинации, часть его энергии передается в соседний НК с возбуждением в нем второго экситона. Таким образом, при поглощении одного фотона возбуждаются два экситона в разных НК.
Характерная энергия экситонов в исследованных слоях рог-Si (определенная по спектрам фотолюминесценции) составляла ~ 1,8 – 1,9 эВ. Таким образом, начало наблюдаемого в эксперименте роста эффективности фотоответа соответствовало условию $hv \approx 2E_{ex}$. Корреляция между величиной пороговой энергии фотонов, при которой начинался рост эффективности фототока, и положением максимума спектра фотолюминесценции рог-Si для разных образцов подтверждает предположение о МЭГ [14].

Следует отметить, что для проявления МЭГ в фототоке (процессе, значительно более медленном, чем оже-рекомбинация) необходимо, чтобы экситоны рождались в разных нанокристаллитах. В работе [10] показано, что этот процесс становится возможен при расстояниях между НК порядка 1 нм.



Рис. 2. Прямая ветвь вольт-амперной характеристики одной из исследуемых структур в логарифмических и полулогарифмических координатах.

Por-Si характеризуется широким распределением НК по размерам и большим разбросом расстояний между НК. Известно, что практически при всех способах получения неоксидированного por-Si на поверхности НК существует тонкий слой собственного оксида кремния толщиной 0.6 – 2 нм [15, 16]. При таких значениях толщины барьеров между кремниевыми НК возможно туннелирование носителей и перенос энергии. Это подтверждается и видом вольт-амперных характеристик, указывающих на токи, ограниченные объемным зарядом, и дрейфовый перенос носителей через высокоомный слой por-Si (рис. 2). Об этом же свидетельствует и сильная зависимость фототока и его эффективности от приложенного напряжения. Все эти факты подтверждают возможность наблюдения МЭГ в наших экспериментах.

Работа выполнена при частичной финансовой поддержке гранта президента РФ НШ 2951.2008.2. 1. *Rossi, M.C.* Photocurrent collection in porous semiconductor structures / M.C. Rossi, R. Vincenzoni, F. Galluzzi // Thin Solid Films. 1995. V. 255. P. 325–328.

2. Lee, M.K. Characterization of porous silicon photovoltaic devices through rapid thermal oxidation, rapid thermal annealing and HF-dipping processes / M.K. Lee, Y.H. Wang, C.H. Chu // Solar Energy Materials & Solar Cells. 1999. V. 59, № 1. P. 59–64.

3. Nozik, A.J. Quantum dot solar cells / Physica. E. 2002. V. 14. P. 115–120.

4. Landsberg, P.T. Band-band impact ionization and solar cell efficiency / P.T. Landsberg, H. Nussbaumer, G. Willeke // J. Appl. Phys. 1993. V. 74, № 2. P. 1451–1452.

5. *Shabaev, A.* Multiexciton generation by a single photon in nanocrystals / A. Shabaev, A.L. Efros, A.J. Nozik // Nano Lett. 2006. V. 6, № 12. P. 2856–2863.

6. *Schaller*, *R.D.* Seven excitons at a cost of one: Redefining the limits for conversion efficiency of photons into charge carriers / R.D. Schaller, M. Sykora, J.M. Pietryga, V.I. Klimov // Nano Lett. 2006. V. 6, № 3. P. 424–429.

7. *Klimov, V.I.* Single-exciton optical gain in semiconductor nanocrystals / V.I. Klimov, S.A. Ivanov, J. Nanda, M. Achermann, I. Bezel, J.A. McGuire, A. Piryatin-ski // Nat. 2007. V. 447. P. 441–446.

8. *Schaller, R.D.* Effect of electronic structure on carrier multiplication efficiency: Comparative study of PbSe and CdSe nanocrystals / R.D. Schaller, M.A. Petruska, V.I. Klimov // Appl. Phys. Lett. 2005. V. 87. P. 253102.

9. Beard M.C. Multiple Exciton Generation in Colloidal Silicon Nanocrystals / M.C. Beard, K.P. Knutsen, P. Yu, J.M. Luther, Qing Song, W. Metzger, R.J. Ellingson, A.J. Nozik // Nano Lett. 2007. V. 7, № 8. P. 2506–2512.

10. *Timmerman, D.* Space-separated quantum cutting with silicon nanocrystals for photovoltaic applications /D. Timmerman, I. Izeddin, P. Stallinga, I.N. Yassievich, T. Gregorkiewicz // Nat. Photonics. 2008. V. 2. P. 105–109.

11. Shieh, J.-M. Enhanced photoresponse of a metaloxide-semiconductor photodetector with silicon nanocrystals embedded in the oxide layer / Y.-F. Lai, W.-X. Ni, H.-Ch. Kuo, Ch.-Y. Fang, J.Y. Huang, C.-L. Pan // Appl. Phys. Lett. 2007. V. 90, № 5. P. 051105.

12. Prezioso, S. Superlinear photovoltaic effect in Si nanocrystals based metal-insulator-semiconductor devices / S. Prezioso, S.M. Hossain, A. Anopchenko, L. Pavesi, M. Wang, G. Pucker, P. Bellutti // Appl. Phys. Lett. 2009. V. 94, $N_{\rm D}$ 6. P. 062108.

13. *Kovalev D*. The temperature dependence of the absorption coefficient of porous silicon. / D. Kovalev, G. Polisski, M. Ben-Chorin, J. Diener, F. Koch // J. Appl. Phys. 1996. V. 80, № 10. P. 5978–5983.

14. *Sreseli, O.M.* Observation of space-separated multiexciton generation in photocurrent of Au/por-Si/p-Si structure / O.M. Sreseli, O.S. El'tsina, L.V. Belyakov, D.N. Goryachev // Appl. Phys. Lett. 2009. V. 95. P. 031914.

15. van der Zwan, M.L.W. Mechanism of the growth of native oxide on hydrogen passivated silicon surfaces / M.L.W. van der Zwan, J.A. Bardwell, G.I. Sproule, M.J. Graham // Appl. Phys. Lett. 1994. V. 64, № 4. P. 446–447.

16. *Dutta A*. Fabrication and electrical characteristics of single electron tunneling devices based on Si quantum dots prepared by plasma processing / A. Dutta, M. Kimura, Y. Honda, M. Otobe, A. Itoh, Sh. Oda // Jpn. J. Appl. Phys. 1997. V. 36. P. 4038–4041997; V. 36. P. 4038–404.

Формирование и «белая» фотолюминесценция нанокластеров в пленках SiO, имплантированных ионами углерода

А.В. Боряков, Д.Е. Николичев, А.Б. Грачев, А.П. Сидорин, А.И. Белов, А.В. Ершов, А.Н. Михайлов, Д.И. Тетельбаум

Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского, пр. Гагарина 23/3, Нижний Новгород. e-mail: <u>tetelbaum@phys.unn.ru</u>

Одним из новых применений ионной имплантации является ионно-лучевой синтез светоизлучающих нанокристаллов (НК) в широкозонных диэлектрических матрицах. Это направление весьма актуально для опто- и наноэлектроники, в частности, в связи с возможностью включения кремния (непрямозонного материала) в число светоизлучающих полупроводников. Большинство работ в данной области относится к формированию в слоях SiO₂ нанокристаллов Si, люминесцирующих за счет квантово-размерного эффекта в красной и ближней ИК области (1,4-1,8 эВ). Между тем, практический интерес имеет создание наноструктурированных систем на основе кремния и SiO₂, люминесценция которых перекрывала бы весь видимый диапазон. В данной работе исследованы фотолюминесценция (ФЛ) в видимом диапазоне спектра и структура слоев SiO₂ с наноразмерными включениями Si_xC_y, полученных путем ионной имплантации углерода в исходно нестехиометрические слои SiO_x.

Исходная пленка оксида SiO_x толщиной ~ 300 нм наносилась на подложки Si путем термического испарения порошка SiO в вакууме. Имплантация ионов C⁺ проводилась с энергией 40 кэВ при дозах 6·10¹⁶, 9·10¹⁶ и 1,2·10¹⁷ см⁻². Последующий отжиг в атмосфере N₂ осуществлялся в течение 2 ч. при температуре 1100 °С. ФЛ при возбуждении импульсным азотным лазером на длине волны 337 нм измерялась в диапазоне длин волн 350–900 нм.

Исследования методом рентгеновской фотоэлектронной спектроскопии (РФЭС) выполнялись на сверхвысоковакуумной установке Omicron Multiprobe S с использованием источника характеристического излучения с Mg анодом. Для получения фотоэлектронных спектров с разных глубин пленки распылялись пучком ионов Ar⁺ (1 кэВ).

Исходная пленка SiO_x характеризуется наличием широкой полосы ФЛ с максимумом при 500– 550 нм, которую можно связать с излучением известных дефектных центров. Отжиг приводит к полному гашению "дефектной" ФЛ в коротковолновой области и появлению полосы в области 600–850 нм (рис. 1, кривая I), характерной для межзонных переходов между уровнями размерного квантования в НК Si с размером 2–5 нм [1]. Это свидетельствует о том, что при отжиге происходит фазовое разделение SiO_x на стехиометрический оксид SiO₂ и элементарный Si, который выделяется в виде НК.

Облучение пленок SiO_x ионами C⁺ с последующим отжигом при 1100 °C приводит к "запол-

нению" в спектре ФЛ области 350-700 нм (рис. 1) и некоторому ослаблению излучения в области 700-900 нм, так что результирующий спектр представляет собой очень широкую полосу, простирающуюся на весь видимый и ближний ИКдиапазон. При этом выделяется коротковолновый пик в районе 400 нм, интенсивность которого растет с дозой углерода. Максимальная интегральная интенсивность ФЛ достигается при наибольшей дозе углерода. В соответствии с литературными данными [2], полосы ФЛ при длинах волн менее 700 нм можно отнести к излучению наноразмерных углеродосодержащих кластеров SiC и C, а также аморфных или мелких (< 2 нм) нанокристаллов Si. Сохранение ФЛ при 700-800 нм (от НК Si) свидетельствует о присутствии НК Si с размерами 3-5 нм, в частности, за пределами имплантированного углеродом слоя.



Рис. 1. Спектры ФЛ пленок SiO_x после облучения C⁺ и отжига при 1100 °С (логарифмический масштаб).

Спектры РФЭС записывались и анализировались в трех диапазонах энергий связи, соответствующих фотоэлектронным линиям Si (2p), C (1s) и O (1s). Углерод распределен неоднородно по глубине, а его концентрация в максимуме распределения (147 нм) составляет 10 и 14 ат.% при дозах 9.10¹⁶ и 1,2.10¹⁷ см⁻² соответственно, что согласуется с расчетными распределениями ионов C⁺ без учета диффузии. Концентрации О и Si на поверхности пленок составляют ~ 70 ат.% (O) и ~ 30 ат.% (Si), что примерно соответствуют диоксиду кремния (SiO₂) и свидетельствует об окислении поверхностного слоя до глубин ~ 70 нм в остаточном кислороде, присутствующем в атмосфере отжига. Для глубины 220 нм концентрации кислорода и кремния дают стехиометрию SiO₁₅. Концентрация Si слабо зависит от глубины травления в диапазоне 70-220 нм, а распределение О характеризуется минимумом на глубине, соответствующей максимуму концентрации С; концентрация кислорода уменьшается с увеличением дозы С. Это указывает на возможность связывания кислорода с углеродом с образованием летучего СО, покидающего пленку при отжиге.



Рис. 2. Спектры РФЭС на разных глубинах пленки SiO_x , облученной C⁺ с дозой $1,2 \cdot 10^{17}$ см⁻², после отжига при 1100 °С.

На рис. 2 приведены спектры РФЭС С (1s) и Si (2p) для дозы $1,2\cdot10^{17}$ см⁻², записанные на раз-личных глубинах травления. (Для дозы $9\cdot10^{16}$ см⁻² закономерности химических сдвигов качественно аналогичны). На глубинах до ~ 70 нм обнаруживается только кремний, связанный с кислородом (SiO₂), и линия Si (2p) смещена относительно табличного значения (103,5 эВ) вследствие эффекта зарядки поверхности (рис. 2, б). По мере стравливания поверхностного оксидного слоя, наряду с линией 103,5 эВ, проявляется фотоэлектронная линия на 99,4 эВ, обусловленная связями Si-Si, однако при глубинах 100-170 нм последняя линия смещается в сторону больших энергий связи и сохраняется в виде плеча в области 100-102 эВ, что может быть объяснено частичным окислением атомов кремния и образованием связей Si-C (типичная энергия связи – 100,6 эВ). В пользу второго варианта свидетельствует четкая корреляция этого эффекта с ростом концентрации углерода и появлением соответствующей линии C (1s) в области 283–287 эВ (рис. 2, *a*). Она занимает промежуточное положение между энергиями связей C-C (284,7) и C-Si (282,9 эВ), что также говорит о связывании части атомов углерода с атомами кремния. На глубинах более 190 нм линия C (1s) отсутствует, а линии Si (2p) приобретают вид, характерный для двухфазной системы SiO₂:nc-Si [3].

Таким образом, анализ данных РФЭС позволяет построить качественную модель (рис. 3) фазового состава пленки SiO (300 нм), имплантированной углеродом, подтверждающую приведенную выше интерпретацию ФЛ. В результате высокотемпературного отжига поверхностный слой пленки SiO доокисляется в остаточном кислороде и представляет собой слой стехиометричного SiO₂. В областях с минимальной концентрацией углерода (меньшей 1 ат.%) происходит разделение фаз с выделением НК Si в матрице SiO₂, которые отвечают за ФЛ в области 650-850 нм. В области вблизи максимума профиля ионов (100-200 нм) атомы углерода входят в состав нанокластеров Si_xC_v, близких по стехиометрии к SiC и C, с которыми связана «белая» ФЛ в области 380-650 нм. Глубина, нм



Рис. 3. Модельное изображение поперечного сечения пленки SiO_x , облученной C⁺, после отжига при 1100 °C.

Полученные результаты демонстрируют возможность ионного синтеза углеродосодержащих нанокластеров при имплантации углерода в пленки нестехиометрического оксида кремния и получения ФЛ в широком спектральном диапазоне.

Работа выполнена частично в рамках АВЦП «Развитие научного потенциала высшей школы» (РНП 2.1.1.3778), ФЦП «Научные и научнопедагогические кадры инновационной России» (ГК №1414), гранта РФФИ (№08-03-00105) и гранта Президента РФ (МК-185.2009.2).

2. White luminescence from Si⁺ and C⁺ ion-implanted SiO₂ films / A. Perez-Rodriguez, O. Gonzalez-Varona, B. Garrido, P. Pellegrino, J.R. Morante, C. Bonafos, M. Carrada, A. Claverie // J. Appl. Phys. 2003. Vol.94, No1. P. 254–262.

3. Nucleation and growth of nanocrystalline silicon studied by TEM, XPS and ESR / K. Sato, T. Izumi, M. Iwase, Y. Show, H. Morisaki, T. Yaguchi, T. Kamino // Appl. Surf. Sci. 2003. Vol. 216. P. 376–381.

^{1.} *Takeoka, S.* Size-dependent photoluminescence from surface-oxidized Si nanocrystals in a weak confinement regime / S. Takeoka, M. Fujii, S. Hayashi // Phys. Rev. B. 2000. Vol. 62, №24. P.16820–16825.

Самосогласованный расчет спектральных характеристик квантово-каскадных структур

Д.В. Ушаков

Белорусский государственный университет, пр. Независимости 4, 220030 Минск, Беларусь. e-mail: ushakovdv@bsu.by

Квантово-каскадные структуры служат основой полупроводниковых излучателей и фотоприемников среднего и дальнего ИК-диапазона [1]. Они относятся к униполярным периодическим системам, в которых оптические переходы и электроперенос осуществляются через состояния в минизонах [2]. При проектировании квантовокаскадных структур и оптимизации их характеристик необходимо производить численные самосогласованные расчеты. Особенно актуальным становится самосогласованное моделирование при исследовании квантово-каскадных структур терагерцового диапазона [3-4], являющихся сильно чувствительными к изменению конструктивных параметров и соответственно длины волны излучения.

Значения энергии, вид волновых функций, а также профиль потенциальной энергии находились *kp*-методом в расширенной модели Бастарда из самосогласованного решения уравнений Шредингера Пуассона

$$-\frac{d}{dz}\left(\frac{\hbar^2}{2m_c(E_f,z)}\frac{d\psi(z)}{dz}\right) - \left(E_f - V(z)\right)\psi(z) = 0, (1)$$

$$\frac{d}{dz}\left(\varepsilon(z)\frac{d\varphi(z)}{dz}\right) = \frac{e}{\varepsilon_0}\left(N_d(z) - n(z)\right),\qquad(2)$$

а также системы балансных уравнений [5-6]

$$\frac{an_{i_N}}{dt} = \sum_{j_n \neq i_n} (R_{j_N i_N} - R_{i_N j_N}) + \sum_{j_{N-1}} (R_{j_{N-1} i_N} - R_{i_N j_{N-1}}) + \sum_{j_{N+1}} (R_{j_{N+1} i_N} - R_{i_N j_{N+1}}),$$

$$\sum_{i_{N-1}}^{n_{max}} n_{si_N} = n_{stot}.$$
(3)

Здесь E_f – уровни энергии, $V(z) = e \cdot \varphi(z) - eE \cdot z$ – полный потенциал структуры, $\varphi(z)$ – электростатический потенциал, E – напряженность электрического поля. Двухмерная концентрация электронов определяется как

$$n(z) = \sum_{f} n_{f} |\psi_{f}(z)|^{2}, \qquad (4)$$

где средняя концентрация электронов на f-м уровне с энергией E_f и квазиуровнем Ферми F_f равна

$$n_f = \frac{m_f kT}{\pi \hbar^2} \ln \left(1 + \exp \frac{F_f - E_f}{kT} \right).$$
(5)

Энергетическая и координатная зависимость эффективной массы $m_c(E, z)$ определялась согласно расширенной модели Бастарда [7–8]. Огибающие волновые функции $\psi(z)$, соответствующие зоне проводимости, представлялись в виде суперпозиции плоских волн, распространяющихся в противоположных направлениях:

$$\psi(z) = A_{fi} e^{ik_{fi}(z-z_i)} + B_{fi} e^{-ik_{fi}(z-z_i)}, \ z_i \le z \le z_{i+1}.$$
(6)

Волновой вектор электрона k_i определяется из выражения

$$k_{fi} = \frac{1}{\hbar} \sqrt{2 \, m_c(E_f, z) \left(E_f - V(z_i) \right)} \tag{7}$$

В системе балансных уравнений (3) включены слагаемые, которые соответствуют скоростям переходов внутри N-го каскада, а также между каскадами (N-1)—N и N—(N+1). При расчетах результирующих скоростей переходов учитывались рассеяние на оптических фононах и электронэлектронное рассеяние [5, 9].

Решение системы уравнений (1)–(3) проводилось по следующему алгоритму. Из уравнения Шредингера для электронов вычислялись уровни энергии и соответствующие им волновые функции для начального профиля потенциальной энергии V(z). Далее находились скорости рассеяния на оптических фононах и электрон-электронного рассеяния и из системы замкнутых балансных уравнений (3) рассчитывались поверхностные концентраций носителей заряда и квазиуровни Ферми. Из уравнения Пуассона вычислялся новый потенциальный рельеф V(z). Процедура повторялась, пока различия для V(z) на двух итерациях не будут меньше заданного значения.

На основе самосогласованных расчетов выполнены вычисления диаграммы зоны проводимости $E_c(z)$ и квадратов модулей волновых функций электронов для двух каскадов оптимизированной GaAs-Al_{0.15}Ga_{0.85}As структуры с дизайном "резонансное испускание оптического фонона" для работы в терагерцовой области спектра. Результаты расчетов представлены на рис. 1 и в таблице 1.



Рис. 1. Диаграмма зоны проводимости $E_c(z)$ и квадраты модулей волновых функций электронов, рассчитанные для GaAs-Al_{0.15}Ga_{0.85}As с толщинами слоев в нм: /5.085/8.475/3.390/6.780/4.520/15.538/2.542/9.605. Квантовые ямы GaAs выделены жирным. ΔE_c =155 мэB, E=9.5 10⁵ В/м, n_s =2.89 10¹⁰ см⁻², T=10 К.

Таблииа 1

Уровни энергии (мэВ) в двух каскадах									
N₀	1	2	3	4	5	6	7		
E_f	88.8	95.7	97.4	101.7	138.1	182.2	205.6		
№	1'	2'	3'	4'	5'	6'	7'		
E_f	141.9	148.8	150.5	154.8	191.3	235.2	261.8		

Как показывают расчеты при поверхностной концентрации примесей $n_s=2.89\cdot10^{10}\,\mathrm{cm^{-2}}$ в толстой квантовой яме отличия в значениях уровней энергии, рассчитанных без и с учетом самосогласования может составлять ~1 мэВ.



Рис. 2. Спектр усиления квантово-каскадной структуры. $E=9.5\cdot10^{5}$ B/M, $n_{s}=2.89\cdot10^{10}$ cm⁻², T=10 K.

Параметры оптических переходов								
hv(мэВ)	hν(мэВ) λ(μм)		$q (cm^{-1})$	<i>z</i> (нм)				
Переход 2–1								
6.88	180.22	1.66	55.49	3.5				
	Переход 3–1							
8.57	144.65	2.07	69.13	5.1				
Переход 4–2								
6.01	206.46	1.45	48.44	4.7				
Переход 4–3								
4.31	287.43	1.04	34.79	6.1				
Переход 1'-5								
3.82	324.45	0.92	30.82	7.5				

Расчет матричных элементов дипольных переходов и спектров усиления проводился согласно [5, 6]. При моделировании учитывались оптические переходы между электронными уровнями в каждом периоде и между периодами. Рассчитанные значения матричных элементов дипольных переходов представлены в таблице 2. Для обеспечения инверсии населенностей между уровнями зонная схема каскада подобрана таким образом, что энергетический зазор между уровнями 5-4 был близок к энергии продольного оптического фонона в GaAs. Вначале происходят переходы между рабочими уровнями 4-2 и 4-3, далее 2-1 и

3-1. Наблюдается также переход 1'-5. Как видно из рис. 2, при таком дизайне и заданном электрическом поле усиление имеет место в широкой области 1-2 ТГц, соответствующей оптическим переходам 1'-5, 4-2, 4-3, 2-1 и 3-1.

Таким образом, в работе разработана эффективная методика самосогласованного моделирования спектральных характеристик квантовокаскадных структур. Предложена оптимизированная GaAs-Al_{0.15}Ga_{0.85}As структура с дизайном "резонансное испускание оптического фонона" для работы в терагерцовой области в диапазоне 1-2 ТГц.

Автор выражает благодарность за обсуждение результатов Ю.Г. Садофьеву, В.И. Гавриленко и А.А. Афоненко. Работа выполнена при поддержке Белорусского республиканского фонда фундаментальных исследований.

1. Faist, J. Quantum cascade lasers / J. Faist, F. Capasso, D. L. Sivco, Sirtori C., Hutchinson A.L., Cho A.Y. // Science. 1994. V. 264. P. 553-556.

2. Казаринов, Р.А. К теории электрических и электромагнитных свойств полупроводников со сверхрешеткой / Р.А. Казаринов, Р.А. Сурис // Физика и техника полупроводников. 1972. Т. 6, № 1. С. 148–162.

3. Williams, B.S. Terahertz quantum-cascade lasers / B.S. Williams // Nature Photonics. 2007. V. 1. C. 517-525.

4. Антонов, А.В. Исследование спектров излучения квантовых каскадных лазеров терагерцового диапазона / А.В. Антонов, В.И. Гавриленко, А.В. Иконников, К.В. Маремьянин, А.А. Ластовкин, С.В. Морозов, Д.В. Ушаков, Ю.Г. Садофьев, N. Samal // Лазерная и оптикоэлектронная техника: Сб. науч. статей Вып. 11. Мн.: Акад. упр. при Президенте Респ. Беларусь, 2008. С. 182-192.

5. Ушаков, Д.В. Двухпериодная модель расчета населенностей уровней подзон многопериодных квантовокаскадных сверхрешеточных структур / Д.В. Ушаков, И.С. Манак // Журнал прикладной спектроскопии. 2007. T. 74, № 6. C. 801–804.

6. Ушаков, Д.В. Энергетические и излучательные характеристики квантово-каскадных структур на сверхрешетках / Д.В. Ушаков, И.С. Манак // Оптика и спектроскопия. 2008. Т. 104, № 5. С. 847-852.

7. Yoo, K.H. Effect of nonparabolicity in GaAs/Ga1-_xAl_xAs semiconductor quantum wells / K.H. Yoo, L.R. Ram-Mohan and D.F. Nelson // Phys. Rev. B. 1989. V. 39, № 17. P. 12808-12813.

8. Sirtori, C. Nonparabolicity and a sum rule associeated with bound-to-bound and bound-to-continuum intersubabnd transitions in quantum wells / C. Sirtori, F. Capasso, J. Faist, S. Scandolo // Phys. Rev. B. 1994. V. 50, № 12. P. 8663-8674.

9. Дрозд, А.Н. Влияние кулоновского взаимодействия электронов на форму линии межподзонного испускания в квантовых ямах / А.Н. Дрозд, А.А. Афоненко // Журнал прикладной спектроскопии. 2007. Т. 74, № 5. C. 642-647.

Таблииа 2

Оптические свойства многослойных нанопериодических структур *a*-SiO_x/ZrO₂ и *a*-Si/ZrO₂, подвергнутых легированию и отжигу

А.А. Ершов, И.А. Чугров, А.В. Ершов, А.В. Нежданов, А.И. Машин, А.Н. Михайлов, Д.И. Тетельбаум

ННГУ им. Н.И. Лобачевского, пр. Гагарина 23, Нижний Новгород. e-mail: <u>chugrov@phys.unn.ru</u>

В настоящее время кремниевые наноструктуры интенсивно исследуются, что связано с уже очевидными перспективами создания новых кремниевых приборов опто- и наноэлектроники [1]. Применение структур с нанокристаллами (НК) Si, открывает небывалые возможности по эффективности функционирования, интегрированию и дизайну таких устройств, как светоизлучатели [2], солнечные фотопреобразователи [3] и элементы энергонезависимой памяти [4] нового поколения.

В работе проведено комплексное исследование спектров фотолюминесценции (ФЛ), комбинационного рассеяния (КРС) и инфракрасной (ИК) фурье-спектроскопии многослойных (37-61 слой) нанопериодических (период 5-10 нм) структур (MHC) a-Si/ZrO₂ и a-SiO_x/ZrO₂, полученных методом испарения в вакууме и подвергнутых высокотемпературному отжигу (ВТО) с целью термостимулированного формирования в кремнийсодержащих слоях МНС нанокластеров или нанокристаллов кремния. Рассматривается влияние гидрогенизации и ионно-лучевого легирования бором и фосфором на ФЛ наноструктур. Толщина слоев МНС a-Si и a-SiO_x варьировалась от 3 до 8 нм, а слоев ZrO₂ была одинаковой – 2 нм. Период структур контролировался методом малоугловой рентгеновской дифракции. Образцы отжигались в атмосфере осушенного азота при температурах 700-1100 °С (120 мин). Спектры ФЛ измерялись при возбуждении импульсным азотным (337 нм) и непрерывным аргоновым (488 нм) лазерами. Спектры КРС, исследуемые с целью установления модификации фазового состава МНС под действием ВТО, измерялись с помощью сканирующего конфокального спектрометра зондовой нанолаборатории «ИНТЕГРА Спектра (НТ МДТ)» в диапазоне рамановских сдвигов 400-600 см⁻¹ со спектральным разрешением 0.7 см⁻¹, с использованием лазера с длиной волны излучения 473 нм. Измерения методами ИК фурье-спектроскопии на пропускание осуществлялись при комнатной температуре на спектрометре Varian 4100 Excalibur.

Обнаружено, что отжиг закономерно модифицирует спектры КРС обеих систем МНС, отражая образование НК Si в кремнийсодержащих слоях структур, подобно системам *a*-Si (*a*-SiO_x)/SiO₂, известным в литературе [3, 5]. Так, до отжига и после отжига при 700 °С структуры *a*-Si/ZrO₂ (рис. 1) показали один широкий пик рассеяния с максимумом при 480 см⁻¹, обусловленный аморфной фазой кремния. Отжиг при 900 °С привел к ослаблению этого экстремума и появлению несимметричного пика с максимумом при 521 см⁻¹, свидетельствуя о появлении кристаллической фазы кремния. После ВТО при 1100 °С этот пик резко уменьшается по высоте, свидетельствуя об образовании переходного слоя на границах Si-ZrO₂ и снижении размеров НК Si из-за «химического» перемешивания с ZrO₂.



Рис. 1. Спектры КРС нелегированных МНС a-Si/ZrO₂ (4/2 нм) без отжига (кривая I) и отожженных при температурах 700, 900, 1000 и 1100 °С (2-5, соответственно).

Согласно данным ИК-спектроскопии переходный слой на гетерограницах структур представляет собой силикатное соединение. Спектры КРС МНС a-SiO_x/ZrO₂, отожженных при 1000 и 1100 °С, в целом подобны спектрам структур а-Si/ZrO₂, но пик от кристаллической фазы Si возникает при более высокой температуре (1000 °C). Это объясняется тем, что в системе *a*-Si/ZrO₂ кристаллическая фаза является продуктом кристаллизации слоев *a*-Si, а в *a*-SiO_x/ZrO₂ – результатом фазового разделения в SiO_x, требующего более высоких температур. Установлено, что для МНС $a-SiO_x/ZrO_2$ ВТО практически не приводит к образованию переходного циркониевого силикатного слоя на гетерограницах структур. Это объясняется термостимулированным формированием защищающего от взаимодействия кремния и оксида циркония слоя SiO₂ вокруг НК Si после фазового разделения SiO на Si и SiO₂.

Модификация спектров КРС наноструктур при ВТО хорошо согласуется с изменением спектров ФЛ МНС a-Si/ZrO₂ и a-SiO_x/ZrO₂с отжигом. В зависимости от периода, сочетания материалов и температуры отжига, МНС обладают интенсивной ФЛ при комнатной температуре, в общем случае в трех полосах: 420–480, 500–600 и 720–860 нм. Коротковолновая полоса обусловлена дефектами типа *F*-центров в ZrO₂. Средняя полоса ФЛ при 500–600 нм связана с излучательными интерфейсными дефектами и/или с малоразмерными (менее 2 нм) НК Si. Красная полоса ФЛ при 720– 860 нм наблюдалась только для MHC *a*-SiO_x/ZrO₂ и обусловлена образованием НК Si с размерами 3–5 нм в слоях SiO_x. Тот факт, что эта полоса не обнаружена для MHC *a*-Si/ZrO₂, свидетельствует об отсутствии таких НК Si.



Рис. 2. Спектры ФЛ МНС *a*-Si/ZrO₂ (8/2 нм), нелегированных (кривая *1*), ионно-легированных P⁺ (2), B⁺ (3), отожженных при 1000 °С и подвергнутых гидрогенизации при 500 °С. Возбуждение азотным лазером.

На основании полученных данных делается заключение, что МНС a-SiOx/ZrO2 и a-Si/ZrO2 демонстрируют более сложное поведение при ВТО по сравнению с МНС *a*-SiO_x/SiO₂[5], что связано с возможностью протекания химической реакции (реактивного перемешивания) между слоями МНС в процессе ВТО. Степень взаимодействия и его влияние на свойства МНС найдено зависящим от содержания кислорода в исходных слоях и среде отжига, состава и толщины слоев, температуры и времени отжига. Межслоевое взаимодействие сильнее выражено в люминесцентных свойствах МНС *a*-Si/ZrO₂. На рис. 2 видно отсутствие характерной для НК Si с диаметром ~ 3-5 нм «красной» полосы ФЛ, тогда как для МНС *a*-SiO_x/ZrO₂ эта полоса может быть получена (рис. 3). Видно, что гидрогенизация приводит к усилению этой полосы (как и других полос в обеих системах).

Реактивное перемешивание гетерограниц наноструктур усиливается при ионном легировании и снижает его эффективность в обеих системах МНС. Ионное легирование ослабляет интенсивность ФЛ вплоть до полного гашения вследствие интенсификации реактивного перемешивания и при этом не приводит к появлению «красной» полосы для МНС *a*-Si/ZrO₂. Вместе с тем и спектры КРС указывают на формирование НК Si при ВТО в обеих системах; то есть полосы ФЛ в синезеленой области, присутствующие для этих МНС после ВТО и усиливающиеся после гидрогенизации, обусловлены «нефазовыми» включениями Si и мелкими НК Si. Ионное легирование бором при некоторых условиях приводит к усилению этой ФЛ; природа такого усиления обсуждается в докладе. Влияние легирования фосфором, по сравнению с бором, не однозначно и определяется, с одной стороны, его донорными и/или пассивирующими свойствами в НК, с другой стороны – большей способностью к ионному перемешиванию изза большой массы иона.



Рис. 3. Спектры ФЛ отожженных при 1000 °С и затем подвергнутых гидрогенизации при 500 °С МНС *а*-SiO_x/ZrO₂ (8/2 нм), нелегированных (кривая *I*), легированных $P^+(2)$, легированных $B^+(3)$ и ($P^+ + B^+$) (4). Возбуждение азотным (*a*) и аргоновым (*б*) лазерами.

Таким образом, ионная имплантация бора и фосфора в МНС a-Si(a-SiO_x)/ZrO₂ с последующим ВТО, в отличие от «однослойных» систем НК Si в матрице SiO₂, в большинстве случаев не оказывает отчетливого положительного влияние на ФЛ. Исключение составляют случаи имплантации бором с гидрогенизацией, дающие 10–100-кратное усиление интенсивности ФЛ в сине-зеленой области спектра.

Работа выполнена частично в рамках АВЦП (РНП 2.1.1.,933), ФЦП (ГК №П1414 и ГК №П2086), гранта РФФИ (09-02-01365-а) и гранта Президента РФ (МК-185.2009.2).

1. *Герасименко Н.Н., Пархоменко Ю.Н.*, Кремний – материал наноэлектроники. М.: Техносфера, 2007.

2. *Lockwood D.J.* Spectroscopy of Emerging Materials (NY-Boston-Dordrecht-Moscow, Kluwer Academic Publishers, 2004).

3. Fauchet P.M. // Materials Today. 8, 26 (2005).

4. Conibeer G., M. Green, R. Corkish, Y. Cho, E.-C. Cho, C.-W. Jiang, T. Fangsuwannarak, E. Pink, Y. Huang, T. Puzzer, T. Trupke, B. Richards, A. Shalav, and K.-l. Lin. //Thin Solid Films. **511–512**, 654 (2006).

5. Jambois O., H. Rinnert, X. Devaux, and M. Vergnat. J. Appl. Phys. **98**, 046105 (2005).

Управление самоорганизацией массива квантовых точек InAs при росте методом газофазной эпитаксии на δ-легированном сурьмой буферном слое GaAs

А.В. Здоровейщев¹, <u>Н.В. Байдусь¹</u>, Б.Н. Звонков¹, П.Б. Демина¹

¹ НИФТИ ННГУ, пр. Гагарина 23, Н. Новгород. e-mail: bnv@nifti.unn.ru

Массивы самоорганизованных квантовых точек (КТ) в последнее время находят все большее применение в качестве активной зоны полупроводниковых лазеров [1]. Ранее было показано, что распределение КТ по размерам в массивах, полученных методом газофазной эпитаксии из металлорганических соединений при атмосферном давлении, имеет ярко выраженный бимодальный характер [2]. Такие массивы имеют сложный спектр электро- и фотолюминесценции, что затрудняет их использование в светоизлучающих приборах. В данной работе для управления параметрами бимодального массива КТ InAs перед его выращиванием производилось б-легирование поверхности буферного слоя GaAs атомами Sb из триметилсурьмы (TMC). Известно, что при этом Sb выступает в роли сурфактанта [3]: уменьшает поверхностную энергию, ограничивает поверхностную диффузию, слабо встраивается в кристаллическую решетку КТ и в процессе роста сегрегирует к поверхности. В настоящей работе мы исследуем топографию поверхности, фотолюминесценцию (ФЛ) поверхностных и зарощенных КТ при вариации концентрации ТМС в газовой фазе и времени ее подачи.

Гетероструктуры с КТ InAs/Sb:GaAs выращивались методом ГФЭ МОС при атмосферном давлении. На подложках *i*-GaAs (100) последовательно выращивались: буферный слой GaAs при 630°С, толщиной 0.6 мкм, слой КТ InAs при 500°С и покровный слой GaAs при 500 °C, толщиной 20 нм. Перед началом роста слоя КТ InAs проводилось легирование поверхности буферного слоя сурьмой из ТМС при 500°С, при этом варьировалось время подачи ТМС при постоянном потоке. В данной работе исследовалась морфология поверхности массива КТ методом атомно-силовой микроскопии (АСМ) на структурах, выращенных без покровного слоя, и фотолюминесценция (ФЛ) при 77 К. Фотолюминесценция возбуждалась Не-Ne лазером мощностью 30 мВт.

На АСМ-изображении поверхности исходной нелегированной гетероструктуры с КТ InAs/GaAs (рис. 1, *a*), выращенной без покровного слоя, наблюдается бимодальный массив псевдоморфных нанокластеров – КТ с общей поверхностной концентрацией до $\approx 6 \cdot 10^{10}$ см⁻² и крупные релаксированные кластеры с поверхностной концентрацией $\approx 2 \cdot 10^9$ см⁻². Крупные релаксированные кластеры с высотами более 30 нм присутствовали на всех исследуемых структурах, имели примерно одинаковую поверхностную концентрацию $\approx 2 \cdot 10^9$ см⁻², независимо от времени подачи ТМС. Из распределения поверхностной концентрации псевдоморфных нанокластеров по высотам для исследованной гетроструктуры (рис. 1, *в*) видно, что в таком бимодальном массиве КТ наблюдаются две характерные высоты нанокластеров: ≈ 5 нм и ≈ 7 нм, с поверхностной концентрацией $\approx 5\cdot 10^{10}$ см⁻² и $\approx 1\cdot 10^{10}$ см⁻² соответственно.

При АСМ-исследовании поверхности гетероструктур с массивом КТ InAs, выращенном на поверхности легированного сурьмой буферного слоя GaAs, обнаружено, что в этом случае также наблюдается бимодальный массив псевдоморфных кластеров с характерными высотами ≈ 5 нм и ≈ 7 нм (рис. 1, δ), но с другим соотношением поверхностных концентраций (рис. 1, ϵ).

По мере увеличения времени подачи ТМС наблюдается (рис. 2) резкое, практически экспоненциальное, снижение поверхностной концентрации мелких нанокластеров с характерной высотой \approx 5 нм (кривая *1*), а поверхностная концентрация крупных нанокластеров с высотой \approx 7 нм (кривая *2*) сначала увеличивается с $\approx 1 \cdot 10^{10}$ см⁻² до $\approx 2 \cdot 10^{10}$ см⁻², а затем остается практически постоянной.



Рис. 1. АСМ-изображение поверхности исходной нелегированной гетероструктуры с КТ InAs/GaAs, выращенной без покровного слоя (*a*); и выращенной с обработкой буферного слоя в ТМС (б); в и *г* – статистические распределения поверхностной концентрации КТ по высоте. Пунктирными линиями показано разложение кривых на гауссианы.



Рис. 2. Зависимость поверхностной концентрации КТ InAs/Sb:GaAs от времени подачи ТМС для КТ с характерными высотами, нм: 1 - 5; 2 - 7.



Рис. 3. Спектры ФЛ (77 К) гетероструктур с КТ InAs, зарощенными покровным слоем GaAs. Время подачи ТМС, с: 1 - 0; 2 - 1.



Рис. 4. Спектры ФЛ (77 К) гетероструктур с поверхностными КТ InAs, при времени подачи ТМС, с: *1* – 0; *2* –3.

Механизм образования бимодального массива КТ в присутствии атомов Sb, вероятно, можно объяснить следующим образом. На начальном этапе роста формируется массив мелких нанокластеров InAs с высотами ≈5 нм. Затем, в процессе остывания гетроструктуры, за счет поверхностной диффузии атомов In нанокластеры InAs коалесцируют [4]. При этом атомы Sb, находящиеся на поверхности буферного слоя и попавшие в отдельный нанокластер, локально изменяют его поверхностную энергию так, что коалесценция близлежащих мелких в более крупные нанокластеры становится энергетически выгодной. На этом этапе формируется массив крупных нанокластеров с высотами ≈7 нм. Поскольку их размер остается ниже критического [5], то они остаются псевдоморфными. Дальнейший рост поверхностной концентрации крупных нанокластеров связан с увеличением концентрации атомов Sb на поверхности буферного слоя. А ее насыщение возникает вследствие уменьшения вероятности коалесценции нанокластеров при увеличении числа атомов сурьмы, не попавших в КТ и ограничивающих поверхностную диффузию атомов In [3].

Несмотря на возможные различия морфологии массива КТ, зарощенных покровным слоем и выращенных без него [4], приведенная модель качественно подтверждается спектрами ФЛ. Спектр ФЛ исходной (выращенной без ТМС) структуры (рис. 3, кривая 1) имеет 2 пика фотолюминесценции от КТ: на 1.07 эВ, соответствующий массиву мелких КТ и пик на 0.96 эВ, соответствующий массиву крупных КТ. По мере увеличения времени подачи ТМС максимум спектра ФЛ от КТ (рис. 3, кривая 2) сдвигается в направлении низкоэнергетического пика, что объясняется уменьшением поверхностной концентрации мелких КТ. Сдвиг пика ФЛ от КТ при увеличении времени подачи ТМС также наблюдается и на спектре ФЛ гетероструктуры с поверхностными КТ (рис. 4). Также следует отметить, что основные изменения спектра ФЛ происходят при времени подачи ТМС менее 5 с. При дальнейшем увеличении времени подачи ТМС происходит сильное гашение ФЛ как от зарощенных, так и от поверхностных КТ, что, вероятно, связано с образованием сурьмой центров безызлучательной рекомбинации [3].

Таким образом, показано, что обработка буферного слоя триметилсурьмой позволяет уменьшить концентрацию дислоцированных кластеров, управлять параметрами (размером и поверхностной концентрацией) бимодального массива КТ и создавать гетероструктуры, излучающие на большей длине волны.

Работа поддержана РФФИ (гранты 08-02-00548a, 10-02-00501-а, 09-02-90479-Укр_ф_а, и 08-02-97038p), Минобрнауки РФ (проекты РНП 2.2.2.3.8006) и CRDF BRHE (RUX0-001-NN/BF7M01).

1. Полупроводниковые лазеры спектрального диапазона 1.3 мкм на квантовых точках с высокой температурной стабильностью длины волны лазерной генерации (0.2 нм/К) / Л.Я.Карачинский, И.И.Новиков, Ю.М.Шерняков и др. // ФТП. 2009. Т. 43, вып. 5. С. 708– 713.

2. Здоровейщев, А.В. Диагностика распределения массива квантовых точек InAs/GaAs по высотам путем обработки тетрахлоридом углерода в условиях газофазной эпитаксии / А.В. Здоровейщев, П.Б. Демина, И.А. Карпович // Нанофизика и наноэлектроника. Труды конференции, Н. Новгород, 16–20 марта 2009 г. ИФМ РАН. С. 264–265.

3. High density InAs/GaAs quantum dots with enhanced photoluminescence intensity using antimony surfactant-mediated metal organic chemical vapor deposition / D. Guimard, M. Nishioka, S.Tsukamoto, Y. Arakawa // Appl. Phys. Lett. 2006. V 89. P. 183124.

4. Исследование процесса заращивания нанокластеров InAs/GaAs / *Н.В. Байдусь, Б.Н. Звонков, Д.О. Филатов и др.* // Поверхность 2000. №7. С. 75.

5. *Daruka, I.* Dislocation-Free Island Formation in Heteroepitaxial Growth: A Study at Equilibrium / I. Daruka, A.L. Barabasi. // Phys. Rev. Lett. 1997. V. 79. P. 3708.

Слабополевая аномалия эффекта Холла в двумерных системах

А.В. Германенко¹, Г.М. Миньков^{1,2}, О.Э. Рут¹, И.В. Солдатов¹, А.А. Шерстобитов^{1,2}

¹ ГОУ ВПО Уральский государственный университет им. А.М. Горького, пр. Ленина, 51, Екатеринбург. Институт физики металлов УрО РАН, ул. С. Ковалевской, 18, Екатеринбург.

e-mail: alexander.germanenko@usu.ru

Квантовые поправки к проводимости – интерференционная или слаболокализационная (WL) поправка и поправка от электрон-электронного (ее) взаимодействия (поправка Аронова – Альтшулера или АА-поправка) – целиком определяют поведение проводимости двумерной системы в диффузионном режиме, когда $k_B T < \hbar/\tau$, где τ – транспортное время. Теория квантовых поправок, активно развиваемая с начала 80-х годов, в настоящее время достигла больших успехов. Современная теория позволяет на количественном уровне описать результаты большого числа экспериментальных исследований, выполненных на хорошо контролируемых полупроводниковых структурах с двумерным газом. Однако один эффект - полевая зависимость коэффициента Холла *R_H(B)* в малых магнитных полях или нелинейное поведение холловского сопротивления $\rho_{xv}(B)$ (так называемая, "неомичность" коэффициента Холла [1]) – до сих пор остается загадочным. Наличие "клюва" в зависимости $R_H(B)$ отмечалось еще в первых работах по квантовым поправкам [1-3]. Практически во всех последующих работах такая особенность поведения коэффициента Холла не упоминается, хотя, как показывают наши исследования и общение с коллегами [4-6], она наблюдается практически во всех двумерных структурах. Масштаб магнитных полей, в которых наблюдается аномалия, есть транспортное магнитное поле $B_{tr} = \hbar/2el^2$, где l – транспортная длина свободного пробега, т.е. характерное поле, в котором подавляется слабая локализация. Однако теория слабой локализации предсказывает, что интерференционная квантовая поправка сводится к перенормировке транспортного времени и, таким образом, она не должна приводить ни к какой полевой зависимости коэффициента Холла. Поправка от е-е взаимодействия в диффузионном режиме существует только в диагональной компоненте тензора проводимости σ_{xx} , и она не зависит от поля.

В настоящей работе приведены экспериментальные данные и результаты анализа температурных зависимостей и зависимостей от магнитного поля диагональной и недиагональной компонент тензора проводимости двумерного электронного газа в одиночных квантовых ямах GaAs/InGaAs/GaAs в диапазоне температур *T* = 1.3–20 К в магнитных полях до 6 Тл. Толщина слоя InGaAs - 8 нм, номинальная концентрация индия – около 20%. Легирующий б-слой располагался в центре квантовой ямы, концентрация доноров в нем составляла величину примерно равную 2×10¹² см⁻². Измерения проводились на образцах, имеющих форму холловского мостика с нанесенным на него металлическим полевым электродом. Последний позволял управлять концентрацией электронов и проводимостью двумерного газа в квантовой яме.

Характерные зависимости поперечного (р_{xx}) и холловского сопротивления, измеренные при различных температурах и напряжении на полевом электроде V_g равном –1 В, показаны на рис. 1. Они имеют типичный для таких систем вид и неоднократно обсуждались в литературе. В области малых полей наблюдается резкое по форме отрицательное магнитосопротивление (ОМС), вызванное подавлением интерференционной квантовой поправки (рис. 1, а). При В>(2-3) Тл оно переходит в плавное параболическое ОМС, которое обусловлено вкладом е-е взаимодействия. Уменьшение наклона зависимости $\rho_{xy}(B)$ с ростом температуры (рис. 1, б) также связано с квантовой поправкой от взаимодействия. На первый взгляд холловское сопротивление линейно растет с увеличением магнитного поля. Однако это впечатление обманчиво. Действительно, если построить зависимость коэффициента Холла $R_H = \rho_{xy}/B$ от магнитного поля (рис. 2, a), то легко увидеть, что R_H вовсе не является константой: в малых магнитных полях R_H уменьшается по величине с уменьшением В. Причем величина этого уменьшения достаточно велика. При низких температурах она составляет 15-20%. Если сравнить характер зависимостей $R_H(B)$ и $\rho_{xx}(B)$, приведенных на рис. 2, *а* и б соответственно, то можно увидеть, что характерный масштаб изменений в эффекте Холла по магнитному полю совпадает с масштабом, характеризующим слабую локализацию. А именно, основные изменения происходят в малых магнитных полях *B*<*B*_{tr}. Важно также, что оба эффекта близки по величине: $|\delta R_H/R_H| \approx |\delta \rho_{yy}/\rho_{yy}|$.



Рис. 1. Зависимости диагональной (а) и холловской (б) компонент сопротивления от магнитного поля, измеренные при разных температурах при $V_g = -1$ В.

Рассмотрим возможные причины "неомичности" холловского сопротивления. Во-первых, элементарные вычисления показывают, что при одновременном существовании АА-поправки, которая не зависит от магнитного поля и дает ненулевой вклад только в σ_{xx} , и интерференционной квантовой поправки, дающей вклад как в σ_{xx} так и в о_{ху}, с необходимостью возникает поправка в коэффициенте Холла $R_H = \sigma_{xy} / B(\sigma_{xy}^2 + \sigma_{xx}^2)$, зависимость которой от магнитного поля характеризуется масштабом B_{tr}. Однако, этот эффект имеет следующий порядок малости по сравнению с АА- и WL-поправками, в то время как относительные изменения R_H и р_{xx} близки по величине, как это хорошо видно из рис. 2. Более того, абсолютное значение коэффициента Холла при этом должно падать с ростом В, тогда как экспериментально наблюдается его увеличение.



Рис. 2. Зависимости коэффициента Холла (*a*) и поперечного сопротивления (δ) от магнитного поля, измеренные при различных напряжениях на полевом электроде при T = 1.4 К. Стрелки на левой панели показывают величину B_{tr} .

Вторая вероятная причина – квантовая поправка в куперовском канале, которую в свою очередь можно разделить на два вклада: вклад Маки - Томсона и вклад в плотность состояний (DoS-вклад). Подробно роль этих вкладов была проанализирована в [7]. Здесь мы лишь отметим, что только второй из этих вкладов может в принципе привести к появлению слабополевой зависимости коэффициента Холла, поскольку он точно также как и АА-поправка присутствует только в σ_{xx}, но в отличие от нее имеет зависимость от магнитного поля, которая близка к зависимости WLпоправки [8]. Однако, как показывает анализ, проведенный в рамках теории [9], наличие DoS поправки должно приводить к металлической температурной зависимости проводимости в нулевом магнитном поле, что связано с ренормализацией констант электрон-электронного взаимодействия при изменении проводимости с уменьшением температуры. В исследованных же образцах проводимость падает с падением Т при любых условиях, то есть носит диэлектрический характер.

Наконец, последняя причина следующая. Наличие "клюва" в зависимости R_H(B) в исследованных образцах сопровождается тем, что зависимость проводимости при В=0 от температуры является более слабой, чем это должно быть при учете только АА- и WL-вкладов. Разумно предположить, что причина обоих эффектов общая. Поскольку $\sigma_{xy}=0$ при *B*=0, то естественно предположить, что эффекты связаны с наличием дополнительной поправки $\delta \sigma_{xx}^{(2)}$ в σ_{xx} . Предполагая, таким образом, отсутствие других, кроме интерференционной, поправок в σ_{xy} и наличие $\delta \sigma_{xx}^{(2)}$ в σ_{xx} , мы, используя методику [10], можем найти экспериментальную зависимость $\delta \sigma_{xx}^{(2)}$ от магнитного поля и температуры. Оказывается, что найденная таким образом поправка δσ_{xx}⁽²⁾ и интерференционная квантовая поправка имеют близкую по форме зависимость от магнитного поля. При этом соотношение этих поправок при изменении друдевской проводимости оказывается близким к тому, которое наблюдалось в работе [7] для квантовой поправки второго порядка, вызванной "взаимодействием" WL- и АА-вкладов. Такое согласие, однако, наблюдается только при сравнительно низкой проводимости, σ<(5-6)e²/h. В образцах с меньшей степенью беспорядка роль поправок высших порядков становится мала и причина слабополевой аномалии в эффекте Холла в сравнительно чистых системах остается пока невыясненной.

Таким образом, "неомичность" эффекта Холла в грязных двумерных системах, характеризующихся низким значением проводимости, $\sigma < (5-6)e^2/h$, связана с наличием в диагональной компоненте тензора проводимости поправки, полевая зависимость которой близка к зависимости интерференционной квантовой поправки.

Работа выполнена при частичной финансовой поддержке РФФИ (гранты 08-02-00662, 09-02-00789, 10-02-00481).

1. Tousson E. and Z. Ovedyahu, // Phys. Rev. B 17, 12290 (1988).

2. Poole D.A., M. Pepper, and R.W. Glew // J. Phys. C 14, L995 (1981).

3. Newson D.J., M. Pepper, E.Y. Hall, G.Hill, // J. Phys. C 20, 4369 (1987).

4. Minkov G.M., A.V. Germanenko, O.E. Rut, A.A. Sherstobitov, V.A. Larionova, A.K. Bakarov, and B.N. Zvonkov // Phys. Rev. **B** 74, 045314 (2006).

5. Кунцевич А.Ю., Пудалов В.М., частное сообщение.

6. Ткаченко В.А., Квон З.Д., частное сообщение.

7. Minkov G.M., A.V. Germanenko and I.V. Gornyi // Phys. Rev. B **70**, 245423 (2004).

8. *Altshuler B.L. and A.G. Aronov* // Electron-Electron Interaction in Disordered Systems / edited by A.L.Efros and M.Pollak, North Holland, Amsterdam, 1985. P. 1.

9. Punnoose A., A.M. Finkel'stein // Science **310**, 289 (2005).

10. Minkov G.M., A.V. Germanenko, O.E. Rut, A.A. Sherstobitov, B.N. Zvonkov // Phys.Rev. B **76**, 165314 (2007).

Туннельный транспорт электронов через гетеробарьеры с нанометровыми неоднородностями

В.А. Козлов¹, В.А. Вербус¹

¹ Институт физики микроструктур РАН, 603950, г. Нижний Новгород. e-mail: kozlov@ipm.sci-nnov.ru

Уменьшение размеров полупроводниковых приборов (а, следовательно, и используемых в них барьеров) до нанометровых размеров приводит к тому, что потенциальные барьеры в приборах становятся неоднородными, например, просто из-за статистического разброса находящихся в них примесей. С другой стороны в барьер можно внедрить специальные нанометровые включения, которые позволят изменить свойства барьера и создать потенциальные барьеры, обладающие новыми привлекательными свойствами. Например, нанометровые включения могут быть использованы для создания потенциальных барьеров, которые перестраиваются управляющим напряжением, что позволит осуществить электронное управление протеканием туннельного тока. Для выяснения открывающихся при этом возможностей требуется разработать новые методы квантового описания процессов туннелирования носителей заряда в неоднородных по плоскости потенциальных барьерах, что ранее не делалось. Решение возникающих здесь задач позволит создать новые типы полупроводниковых приборов, основанных на электронном управлении туннелированием.

В работе исследуется туннельный транспорт электронов в неоднородных полупроводниковых гетеробарьерах, в которых неоднородность создается встроенными нанометровыми объектами сферической и цилиндрической форм. В качестве таких объектов могут служить квантовые проволоки, квантовые точки, а также примесные атомы. Предлагаемый подход основан на численном расчете волновой функции и плотности тока в таких структурах. Для реализации этого подхода используются метод, аналогичный тому, который применяется в классической электродинамике для решения задачи по рассеянию электромагнитной волны на изотропном однородном шаре (теория Ми [1]). Используемый метод обобщен на неоднородные по радиусу включения, которые имеют сферическую или цилиндрическую симметрии. Это позволяет рассчитать влияние встроенных рассеивателей с различным профилем потенциала на над- и подбарьерное протекание тока в таких системах. В работе также рассмотрен туннельный подбарьерный транспорт электронов через так называемое «окно Гамова»[4], что позволяет уменьшить разброс энергий электронов, проходящих через барьер.

Примененный в работе подход к описанию туннельного транспорта в нанометровых барьерах со сферическими (или цилиндрическими) включениями состоит в том, что радиальная зависимость потенциала, создаваемая рассеивателем, аппроксимируется ступенчатым профилем. На границах, где происходит разрыв потенциала, используются хорошо зарекомендовавшие себя при расчетах гетероструктур граничные условия Бастарда [2, 3], при которых сохраняется непрерывность огибающей волновой функции и потока частиц.

Опишем применяемый метод на примере сферического нанообъекта, расположенного внутри барьера. Задачу рассеяния плоской волны на сферическом рассеивателе решим в приближении однократного рассеяния. Мы будем рассматривать сферически симметричный рассеиватель с зависящим от радиуса потенциальным профилем, который можно аппроксимировать в виде ступенчатой функции с постоянным потенциалом внутри каждого шарового слоя. Волновая функция $y_j(r, J)$ внутри каждого слоя *j* может быть записана следующим образом:

$$y_{j}(r,J) = \mathbf{e}_{l=0}^{1} \left(c_{jl}^{(1)}(J) h_{l}^{(1)}(k_{j}r) + c_{jl}^{(2)}(J) h_{l}^{(2)}(k_{j}r) \right), (1)$$

где *r* – радиус от центра рассеивателя в сферической системе координат, J – угол, l – индекс сферической гармоники, $c_{il}^{(1)}(J)$ и $c_{il}^{(2)}(J)$ коэффициенты содержащие полиномы Лежандра $P_{I}(\cos J)$. Функции $h_{l}^{(1)}(k_{i}r)$ и $h_{l}^{(2)}(k_{i}r)$ – сферические функции Бесселя третьего рода, описывающие сходящуюся и расходящуюся сферические волны. Рассеиватель содержит несколько сферических слоев, j – индекс слоя, $k_i = (2m_i(E - V_i) / h^2)^{1/2}$ – волновой вектор в слое. В выражение для волновой функции (1) вне рассеивателя, но внутри барьера, добавляем плоские волны $A \exp(ikr\cos J) + B \exp(-ikr\cos J)$. Здесь коэффициенты А и В – амплитуды плоских волн спадающих в барьере в противоположных направлениях вдоль оси $z = r \cos J$. Дополняем (1) граничными условиями Зоммерфельда на бесконечности и граничными условиями Бастарда [2, 3]: $(\P y_i(r_i) / \P r) / m_i = (\P y_{i+1}(r_i) / \P r) / m_{i+1}$ $y_{i}(r_{i}) = y_{i+1}(r_{i})$ на границах слоев. Это дает возможность вычислить коэффициенты $c_{il}^{(1)}(J)$, $c_{il}^{(2)}(J)$ и найти волновую функцию (1). Зная волновую функцию, находим плотность туннельного тока внутри барьера, включая рассеиватель. При-

мер расчета пространственного распределения плотности туннельного тока, протекающего через

барьер, для случая, когда потенциал рассеивателя превышает потенциал барьера, показан на рис. 1.



Рис. 1. Пространственное распределение продольной компоненты плотности тока J_z , протекающего через барьер с отталкивающим сферическим рассеивателем, расположенным в точке Y = 0 и Z = 0.

Из этого рисунка видно, что ток протекает в основном вдали от рассеивателя и пропускание барьера уменьшается. Это означает, что протекание тока через рассеиватель достаточно мало и, следовательно, возникает возможность управления общим током через барьер посредством незначительного изменения потенциала на рассеивателе.

Задача, имеющая цилиндрическую симметрию, может быть решена аналогичным методом простой заменой в (1) сферических функций на цилиндрические. Преимущества, связанные с использованием цилиндрической геометрии вместо сферической, состоят в том, что в качестве встроенных объектов выступают протяженные объекты - квантовые нити. Это позволяет легко изменять их потенциал за счет подачи управляющего напряжения на концы квантовых нитей. Таким образом, появляется возможность электронного управления протеканием туннельного тока через барьер, что позволит создавать активные приборы, способные усиливать сигналы. На рис. 2 схематически показана геометрия прибора, в котором можно осуществить управление протеканием тока с помощью внедренных в барьер квантовых нитей, которые, по аналогии с биполярным транзистором, играют роль базы. Отметим, что в биполярном транзисторе в модели Эберса – Молла распределение концентрации неосновных носителей в базе (как и в туннельном барьере) описывается двумя спадающими экспонентами.

Понятия "пик Гамова" и "окно Гамова" хорошо известны и плодотворно используются в ядерной физике. Суть явления состоит в том, что, при туннельном прохождении ансамбля термализованных частиц через потенциальный барьер, вблизи определенной энергии, называемой «пиком Гамова», возникает максимум в энергетическом распределении числа частиц, прошедших через барьер.



Рис. 2. Встроенные в барьер квантовые проволоки в качестве цилиндрических рассеивателей с неоднородным по радиусу р потенциальным профилем V(р).

Ширина этого распределения называется "окно Гамова". При туннелировании носителей заряда через потенциальные барьеры в гетероструктурах пик Гамова в распределении носителей приводит к возникновению инвертированных распрелелений в ансамбле носителей прошелших через барьер. Создаваемые таким способом инвертированные распределения могут быть использованы для получения в барьере динамической отрицательной проводимости на высоких частотах, как за счет пролетных эффектов, так и за счет инверсного заселения резонансных уровней. Использование в подобных системах встроенных нанообъектов, на которые можно подавать управляющий потенциал, открывает возможность электронного управления инверсной заселенностью энергетических уровней.

Таким образом, развитый в работе метод описания туннельного транспорта электронов через неоднородные потенциальные барьеры гетероструктур с нанометровыми включениями позволяет не только рассчитывать протекание тока в таких барьерах, но и находить условия, при которых барьер может быть превращен в активную среду.

1. Исимару А. Распространение и рассеяние волн в случайно неоднородных средах. М.: Мир, 1981.

2. Bastard G. // Phys. Rev. B 24, 5693 (1981).

3. BenDaniel D.J., and C.E. Duke // Phys. Rev. 152, 683 (1966).

4. Ueda M., A.J. Sargeant, M.P. Pato, and M.S. Hussein // Phys. Rev. C 70, 025802 (2004).

Резонансные состояния мелких акцепторов в Ge в квантующем магнитном поле

Д.В. Козлов¹, К.Е. Спирин¹, А.В. Иконников¹, В.И. Гавриленко¹, O. Drachenko², H. Sheider², M. Helm²

¹Институт физики микроструктур РАН, ГСП-105, Нижний Новгород. e-mail: <u>dvkoz@ipm.sci-nnov.ru</u> ²Institute of Ion Beams and Material Research, Forschungszentrum Dresden-Rossendorf,

Postfach 510119, D-01314 Dresden, Germany.

В настоящее время наблюдается значительный интерес к резонансным состояниям в мелких примесей в Ge, связанный с обнаружением стимулированного длинноволнового ИК излучения в одноосно сжатом *p*-Ge [1]. Это излучение связывают с переходами с резонансных состояний акцепторов, относящихся к верхней отщепленной давлением дырочной подзоне, на локализованные уровни. Резонансные состояния акцепторов могут также возникать при приложении магнитного поля, где примесные состояния, связанные с высокими уровнями Ландау, попадают в непрерывный спектр нижележащих магнитных подзон. Ранее Гантмахером и Зверевым был выполнен цикл исследований осцилляций примесной фотопроводимости (ФП) Ge, которые связывались с переходами с основного в резонансные состояния акцепторов, связанные с уровнями Ландау легких дырок с высокими номерами (см. работу [2] и ссылки в ней). Исследования проводились в магнитных полях до 11 Т с использованием монохроматического излучения с длиной волны 9-30 мкм. Были получены данные по энергиям резонансных состояний и непараболичности подзоны легких дырок. В настоящей работе представлено первое исследование примесной ФП в Ge:Ga в сильных магнитных полях в терагерцовом диапазоне, где наблюдаются переходы в резонансные состояния акцепторов, связанных с нижними магнитными подзонами.

Измерения примесной ФП проводились в Лаборатории сильных магнитных полей (HLD) в Дрездене в импульсных полях до 50 T, длительность импульса составляла ~150 мс. Магнитное поле было ориентировано вдоль кристаллографической оси [001]. Измерения проводились при T =4,2 К. В качестве источника излучения $\lambda = 46 -$ 103 мкм использовался лазер на свободных электронах (FELBE).

На рис. 1 представлены спектр ФП, измеренный при $\lambda = 46$ мкм. На вставке на рис. 1 приведена зависимость сигнала от обратного магнитного поля. Видно, что в полях от 0.6 Т до 8 Т наблюдаются периодичные в обратном поле осцилляции ФП, причем, начиная с поля порядка 1 Т, наблюдается хорошо выраженное расщепление осцилляций. Аналогичная картина наблюдалась ранее в работе [2], где осцилляции связывались с переходами в резонансные состояния под уровнями Ландау легких дырок с различными номерами, что и обуславливает периодичность осцилляций в обратном поле. Расщепление осцилляций связано с наличием двух «лестниц» уровней Ландау легких дырок (ср. [3]), которое при больших номерах уровней можно считать следствием зеемановского расщепления уровней. Как видно из вставки к рис. 1 периодичные пары осцилляций «обрываются» при B > 8 T, что естественно связать с сильной неэквидистантностью нижних уровней Ландау, обусловленной вырождением подзон легких и тяжелых дырок в Ge в центре зоны Бриллюэна (k = 0). Как показывает анализ, последняя пара таких осцилляций (при 5,8 Т и 8,1 Т) связана с переходами в резонансные состояния под уровнями Ландау легких дырок 30 и 11 в обозначениях работы [3]. Следующий нижележащий уровень Ландау легких дырок 21 не имеет «пары» во второй лестнице уровней, и с ним очевидно должна быть связана одна (или более) из интенсивных линий ФП в полях свыше 10 Т (линии 1-4 на рис. 1).



Для интерпретации экспериментальных данных были рассчитаны состояния акцептора Ga в германии в магнитном поле. Расчет был проведен в аксиальном приближении, в котором сохраняется проекция полного момента на направление магнитного поля. Химический сдвиг энергии уровней учитывался аналогично [4] с помощью модельного потенциала существенного в окрестности примесного иона. Отметим, что выбор этого потенциала, имеющего два параметра (глубину и протяженность) неоднозначен. Основное четырехкратно вырожденное состояние акцептора в магнитном поле полностью расщепляется, нижними оказываются состояния с проекциям момента -1/2 и 1/2, связанные с уровнями Ландау 10 и 20 соответственно (ср. [5]). Эти уровни расходятся в магнитном поле до 40 T не более чем на 0.5 мэВ, что сравнимо с $k_{\rm B}T = 0.36$ мэВ при 4.2 К. Следовательно, в сильных магнитных полях должны доминировать переходы именно с этих начальных состояний.



Производная энергии уровня Ландау 21 по магнитному полю составляет 11,3 (в единицах $\hbar e/(m_0 c)$ – см. рис. 2 из работы [3]). Как показывают результаты расчета, наклон зависимостей энергии перехода из основного в резонансное состояние акцептора от магнитного поля всегда оказывается несколько меньше этой величины вследствие сильной зависимости «энергии связи» резонансных состояний от поля. На рис. 2 показаны положения четырех наиболее интенсивных линий ФП, определенные из спектральных измерений при различных длинах волн. Линиям 1 и 2 соответствуют величины наклона 8.7 и 8.1. В принципе эти линии могут быть связаны с переходами в резонансные состояния, относящиеся к уровням 21. 43 и 42 (см. рис. 2 из работы [3]). Представляется, однако, что переходы в состояния, связанные с двумя последними уровнями Ландау должны быть слабы. Переходы в состояния, связанные с уровнем 4₃ должны идти со связанного с уровнем 3₂ синглета, сильно (в масштабе $k_{\rm B}T$) отщепившегося от основного состояния вверх по энергии, населенность которого очевидно мала. Переходы в состояния, связанные с уровнем 42 должны идти со связанного с уровнем 20 синглета с проекцией момента 1/2, который ненамного отстоит от нижнего синглета с проекцией момента –1/2. Однако, разность номеров уровней Ландау, с которыми связаны эти два примесных состояния, равна 2, что не соответствует правилам отбора при циклотронном резонансе, которые в сильных магнитных полях определяют интенсивности и магнитопримесных переходов. В то же время синглет, связанный с уровнем 10, становится в магнитном поле основным состоянием и переходы с него на состояние привязанное к уровню Ландау 21 соответствует правилам отбора при циклотронном резонансе. Исходя из вышесказанного, можно утверждать, что мощные линии 1 и 2 скорее должны быть связаны с переходами в резонансные состояния связанные с уровнем 2₁.

Наклон зависимостей энергий переходов, соответствующих наиболее мощным линиям 3 и 4, от магнитного поля (см. рис. 1, 2) составляет 4.7 и 4.1 (в единицах $\hbar e/(m_0c)$) соответственно, что близко к значению производной энергии уровня Ландау 3₂ по магнитному полю (4.8 в единицах $\hbar e/(m_0c)$) [3]. Поэтому естественно предположить, что переходы 3 и 4 идут на резонансные состояния, связанные с этим уровнем (производные зависимости энергии по магнитному полю для нижележащих уровней Ландау меньше 3.5).

Пунктирными линией на рис. 2 показаны рассчитанные зависимости энергий переходов на второе и третье (по энергии) состояния с проекцией момента -3/2, связанные с уровнем Ландау 3_2 , на которые могут идти переходы с нижнего синглета с проекцией момента -1/2, относящегося к уровню 10. Именно с этими переходами мы связываем линии 3 и 4 в спектрах ФП. Отметим, что при расчете энергий уровней модельный потенциал, учитывающий химических сдвиг, был выбран, аналогично [4] в виде экранированного кулоновского потенциала с диэлектрической проницаемостью и длиной экранирования в качестве подгоночных параметров. Расчет выполнен при $\varepsilon = 8$ и длине экранирования $\lambda_s = 10$ А. Как уже отмечалось, такой выбор параметров неоднозначен, равенства расчетной и измеренной энергии ионизации в отсутствие магнитного поля можно добиться, выбрав более протяженный потенциал и большую є. Как показали расчеты, величина химического сдвига сильно увеличивается с ростом магнитного поля. Этот эффект связан с дополнительной локализацией магнитным полем волновой функции дырки вблизи примесного иона. Отметим также, что эффект становится сильнее при выборе более протяженного модельного потенциала. Как видно из рис. 2, имеется некоторое расхождение экспериментальных данных (линии 3 и 4) и результатов расчета. Так, в поле 38 Т энергия кванта, соответствующая линии 4, составляет 27 мэВ (см. рис. 2), а рассчитанная энергия перехода на второе резонансное состояние (нижняя пунктирная линия) составляет 24.5 мэВ. Однако при выборе более протяженного модельного потенциала (с $\lambda_s = 15$ A) расчетная энергия этого перехода возрастает до 25.5 мэВ. Таким образом, подбирая параметры потенциала, отвечающего за химический сдвиг, можно добиться согласия теории с экспериментом.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (проекты # 08-02-01126, 09-02-00752) и РАН.

1. Алтухов И.В. и др. // ЖЭТФ, Т. 115. С. 89 (1999).

2. Гантмахер В.Ф., Б.Л. Гельмонт, В.Н. Зверев, Ал.Л. Эфос // ЖЭТФ. Т. 84. С.1129 (1983).

3. Hensel J.C., K. Suzuki // Phys. Rev. B, v. 9, p. 4219 (1974).

4. Bernholc J., S.T. Pantelides // Phys. Rev. B, v. 15, p. 4935 (1977).

5. Baker R.J., P. Fisher, C.A. Freeth, D.S. Ryan and R.E.M. Veckers // Phys. Rev. B. Vol. 77, 115212 (2008).

Особенности фазового перехода «газ – жидкость» в квантовых ямах SiGe/Si с низким содержанием германия

В.С. Багаев¹, В.С. Кривобок¹, А.В. Новиков², С.Н. Николаев^{1,3}, Е.Е. Онищенко¹

¹ Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, Ленинский пр-т, 53, Москва.

² Институт физики микроструктур РАН, 603950, ГСП-105, Нижний Новгород.

³ Московский физико-технический институт (государственный университет), Институтский пер., 9, Долгопрудный.

e-mail: krivobok@lebedev.ru

Электронная подсистема полупроводников является удобным объектом для изучения коллективных эффектов в системе фермионов с кулоновским взаимодействием, в частности, фазовых переходов сопровождающихся образованием вырожденной двухкомпонентной электронно-дырочной (е-h) плазмы. Исследования в этой области, проведенные с образцами на основе объемных (3D) полупроводников, доказали возможность конденсации экситонов в вырожденную двухкомпонентную ферми-жидкость, в которой экранирование кулоновского взаимодействия свободными носителями приводит к коллапсу экситонных состояний [1]. В то же время в двумерных (2D) системах характер ионизационного разрушения экситонов, а следовательно и фазовых переходов с участием вырожденной е-h плазмы, должен заметно отличаться от случая 3D систем. Понимание природы этих эффектов представляет интерес при разработке и конструировании полупроводников наногетероструктур. Перспективными объектами для исследования коллективных эффектов в 2D системах являются квантовые ямы (КЯ) Si/SiGe/Si, в которых субмикросекундные времена жизни неравновесных носителей при гелиевых температурах достаточны для их эффективной термализации. В отличие от прямозонных полупроводниковых структур это позволяет не принимать во внимание влияние неравновесности е-h системы на характер наблюдаемого фазового перехода.

В рамках данной работы с помощью стационарной и разрешенной по времени фотолюминесценции (ФЛ) в ближнем ИК-диапазоне были проведены исследования фазового перехода «газ-жидкость» в КЯ Si/SiGe/Si с содержанием германия x<0.1. Для выделения процессов излучательной рекомбинации, связанных с многочастичными состояниями, мы анализировали также слабое излучение КЯ в области 2.0–2.3 эВ. Это излучение определяется процессами, при которых после рекомбинации двух электронов из противоположенных долин и двух дырок энергия полностью передается кванту света (так называемая $2E_{g}$ -люминесценция [2]), что позволяет полностью исключить обычную экситонную люминесценцию из спектра.

Рентгеноструктурные исследования полученных образцов в сочетании с анализом спектров ФЛ показали, что возможность наблюдения фазовых переходов напрямую зависит от характера дефектов образующихся при росте КЯ. В частности, при исследовании структурных свойств толстых слоев SiGe было обнаружено неоднородное распределение германия в латеральном направлении КЯ, связанное с накопление германия на ступенях роста [3]. Следствием неоднородного распределения германия является изменение свойств электронно-дырочной подсистемы, осложняющее изучение коллективных эффектов. В связи с перечисленными аргументами для изучения фазовых переходов в системе экситонов отбирались наиболее качественные КЯ, содержащие латерально однородный напряженный слой SiGe толщиной ~5 нм. Температурная зависимость спектра ФЛ КЯ при низкой плотности мощности возбуждения (~ 10 мBт/см²) демонстрировала гашение линии излучения связанного на примеси экситона с ростом температуры и возгорание линии излучения свободного экситона. Анализ формы линии излучения свободного экситона и ее температурного сдвига позволил оценить величину неоднородных флуктуаций (σ) дна экситонной зоны в различных КЯ. В случае тонких слоев SiGe эта величина оказалась монотонно возрастающей функцией содержания германия. Следует ожидать, что при $kT < \sigma$ флуктуации дна экситонной зоны будут оказывать существенное влияние на физические процессы, протекающие в КЯ и, как следствие, на спектр ее излучения. В то время как при $kT > \sigma$ неоднородности следует рассматривать как малый параметр.

Экспериментально были обнаружены существенные различия фазового состава в КЯ, а также характера фазовых переходов в этих двух случаях. При высокой температуре ($kT >> \sigma$) наблюдалась более простая ситуация, когда экситоны в слое SiGe термализованы, а неоднородности слоя приводят к незначительному уширению линий излучения и упрощают зародышеобразование в КЯ. В этом случае анализ формы линии излучения позволил определить плотность коллективных фаз (в зависимости от температуры это ЭДЖ или электронно-дырочная плазма), а измерение спадов сигнала ФЛ – вычислить время жизни носителей в них. Кроме того, в слоях SiGe с низким ($x \sim 5\%$) содержанием германия регистрация спадов сигнала ФЛ от свободных экситонов в КЯ позволила наблюдать эффекты, связанные с испарением ЭДЖ.

Более сложная ситуация наблюдалась при низких температурах, для которых kT < о. В этом случае спектры ФЛ КЯ не демонстрировали выраженного расслоения на плазменную и экситонную фазы, характерное для фазовых переходов I рода. С ростом уровня возбуждения регистрировалось монотонное уширение линии излучения КЯ, предположительно связанное с переходом от локализованных экситонов к локализованным многоэкситонным комплексам и затем к плазменной фазе. В случае КЯ с содержанием германия x ~ 5% эта плазменная фаза демонстрировала поведение типичное для ЭДЖ (независимость формы линии возбуждения от накачки, постоянство времени спада сигнала ФЛ), что наиболее отчетливо проявлялось в спектрах 2Eg-люминесценции. Для КЯ с большей концентрацией германия (x > 0.08) нам не удалось экспериментально доказать существование конденсированной фазы как при низких, так и при высоких температурах. Это может быть связано как с резким возрастанием роли флуктуационного потенциала, так и с переходом к зонной диаграмме II рода при увеличении концентрации германия в слое SiGe [4].

 Электронно-дырочные капли в полупроводниках / Под ред. К.Д. Джеффриса, Л.В. Келдыша. М.: Наука, 1988.
 Thewalt M.L.W. Green and near-infrared luminescence

2. *Thewalt M.L.W.* Green and near-infrared luminescence due to the biexcitons in unperturbed silicon / M.L.W. Thewalt, W.G. McMullan // Phys. Rev. B.1984. V. 30. I. 10. P. 6232–6234; *Steele A.G.* Discovery of Polyexcitons / A.G. Steele, W.G. McMullan, and M.L.W. Thewalt // Phys. Rev. Lett. 1987. V. 59. I. 25. P. 2899–2902.

3. Багаев, В.С. Распределение германия в слоях $Si_{1,x}$ Ge_x (x<0.1), выращенных на подложке Si(001), в зависимости от их толщины / В.С. Багаев, В.С. Кривобок, В.П. Мартовицкий, А.В. Новиков // ЖЭТФ. 2009. Т. 136. вып. 6. С. 1154.

4. Penn C. Application of numerical exciton-wave-function calculations to the question of band alignmentin $Si/Si_{1,x}Ge_x$ quantum wells / C. Penn, F. Schäffler, and G. Bauer // Phys. Rev. B. 1999. V. 59. No 20. P. 13314–13321.

Туннельная плотность состояний вблизи уровня Ферми двумерной электронной системы высокой плотности

Е.Н. Морозова¹, И.Н. Котельников¹, С.Е. Дижур¹, Э.В. Девятов², В.Т. Долгополов²

¹ Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН, Моховая 11/7, Москва. ² Институт физики твердого тела РАН, Институтская ул., 2, Черноголовка, Московская обл.

e-mail: elena.morozova@gmail.com

Эффекты, возникающие в двумерных электронных системах (ДЭС) в полупроводниковых структурах по мере перехода носителей тока в локализованный режим, продолжают активно изучаться [1]. Наибольший интерес представляют измерения туннельной плотности состояний (ТПС) на уровне Ферми ДЭС в таких структурах, поскольку туннельные эксперименты позволяют непосредственно наблюдать как особенности типа кулоновской щели, так и эволюцию минимума плотности состояний на ферми-уровне при изменении параметров межэлектронного взаимодействия в ДЭС. Теория [2] предсказывает, что влияние взаимодействия между электронами становится заметным уже при больших длинах свободного пробега, когда концентрация электронов в ДЭС еще достаточно велика ($k_F l >> 1$). Измерения ТПС, подтверждающие результаты [2], были выполнены на металлических пленках, см. например [3]. В настоящей работе сообщается об измерениях ТПС на уровне Ферми в полупроводниковой структуре Al/δ-GaAs с ДЭС высокой плотности $(k_F l < 10, \hbar/\tau > 10 \text{ мэB})$ в интервале температур 0.03 – 30 К. Использовались структуры Al/δ-GaAs, изготовленные методом молекулярно-лучевой эпитаксии. Расстояние между б-легированным слоем и границей Al/GaAs составляло 20 нм. Верхний слой А1 толщиной 80 нм наносили в ростовой камере после окончания роста GaAs.



Рис. 1. Туннельная проводимость структуры при T = 4.2 К. На вставке: при T = 0.03 К сверхпроводящая щель в Аl-электроде (B = 0) и аномалия при нулевом смещении (B = 0.16 Тл).

Измерения выполнялись на образцах типа холловского мостика с шириной двумерного канала 0.5 мм, полной длиной канала 1.5 мм и двумя туннельными затворами в виде полосок длиной по 10 мкм (образцы "d") или одним туннельным затвором (образцы "e") длиной 1.3 мм [4]. Измерения туннельных характеристик проводились как на постоянном, так и на переменном токе.

На рис. 1 приведена зависимость туннельной дифференциальной проводимости $\sigma=dI/dU$ от напряжения смещения U на туннельном переходе Al/δ-GaAs (образец "d"). На зависимости $\sigma(U)$ можно наблюдать ступеньки, соответствующие пересечению уровнем Ферми металла доньев 2D подзон в полупроводниковом электроде, и измерять спектр 2D уровней в потенциальной яме δ-легированного слоя. На рисунке стрелками отмечены положения двух заполненных уровней в б-слое (U>0). Значения концентраций n_i и подвижностей μ_i в заполненных измерений, составляли: $n_0 = 3.1 \cdot 10^{12}$ см⁻² и $n_1 = 5.1 \cdot 10^{11}$ см⁻², $\mu_0 = 400$ см²/Вс и $\mu_1 = 1000$ см²/Вс.



Рис. 2. Зависимость симметризованной $\sigma_{sym}(U)$ и фоновой $\sigma_{bkg}(U)$ туннельной проводимостей от напряжения смещения при температурах 0.03 – 0.3 – 1.2 – 4.2 К (толщина линий увеличивается с ростом температуры).

Кружком на рис. 1 отмечена аномалия при нулевом смещении – провал в туннельной проводимости вблизи U=0. В этой области смещений $\sigma(U) \sim \rho(\varepsilon)$, где $\rho(\varepsilon)$ соответствует туннельной плотности состояний вблизи уровня Ферми ДЭС. На вставке показана сверхпроводящая щель в алюминиевом электроде структуры, которая проявлялась при T < 1.1 К. Это подтверждает высокое качество изготовленного туннельного перехода Al/ δ -GaAs и возможность измерения туннельной плотности состояний на уровне Ферми в электродах.

Измеренная зависимость $\sigma(U)$ в области малых смещения несимметрична относительно U=0, рис. 1. Так как плотность состояний вблизи уровня Ферми должна быть симметрична относительно U=0, для анализа поведения аномалии при нулевом смещении от температуры и напряжения смещения использовалась симметризованная проводимость $\sigma_{sym}(U_1) = (\sigma(+U_1)+\sigma(-U_1))/2$.



Рис. 3. Зависимость симметризованной туннельной проводимости $\Delta \sigma_{\text{sym}}(U)$ вблизи нулевого напряжения смещения при температурах 0.03 – 0.3 – 1.2 – 4.2 К (толщина линий увеличивается с увеличением температуры). Пунктирной линией проведена логарифмическая зависимость $\ln U$.

На рис. 2. представлена зависимость $\sigma_{sym}(U)$ в области малых смещений для разных температур, а также уровень фоновой туннельной проводимости $\sigma_{bkg}(U)$. На рис. 3 видно, что $\sigma_{sym}(U)$ пропорциональна $\ln(U)$. При этом глубина провала $\Delta \sigma_{sym}(U=0,T)/\sigma_{bkg}(U=0)$ в туннельной проводимости также пропорциональна логарифму температуры и возрастает с уменьшением температуры, как видно из рис. 4.

Таким образом, из рис. 3 и 4 следует, что соответствующий этой аномалии провал $\Delta \rho$ туннельной плотности состояний р вблизи фермиуровня Е_F двумерной электронной системы логарифмически зависит от энергии є в диапазоне $kT \le \epsilon \le \hbar/\tau$. Здесь є отсчитана от E_F , τ – время релаксации импульса 2D электронов. Глубина этого провала $\Delta \rho / \rho(\epsilon = 0, T)$ также пропорциональна $\ln(T/T_0)$ при T=0.1 – 20 К. Полученные результаты согласуются с теорией Аронова – Альтшулера [2] о влиянии межэлектронного взаимодействия в диффузионном канале на плотность состояний на уровне Ферми. При температурах ниже 0.1 К наблюдалась тенденция к насыщению зависимости Δρ/ρ(ε=0,T). Одна из причин этого связана, возможно, с необходимостью учета межподзонных переходов в ДЭС б-слоя.



Рис. 4. Зависимость глубины провала $\Delta \sigma(U)/\sigma(U)$ и ширины аномалии *W* от температуры.

Работа выполнена при поддержке РФФИ и Президиума РАН

1. Гантмахер В.Ф., В.Т. Долгополов // УФН, **198**, 1 (2008).

2. *Altshuler B.I., A.G. Aronov* // Electron-electron interaction in disordered systems / edited by A.L. Efros and M. Pollak, Elsevier, Amsterdam (1985), ch.1.

3. White A.E., R.C. Dynes, J.P. Garno // Phys. Rev. B31, 1174 (1985).

4. Morozova E.N., I.N. Kotel'nikov, S.E. Dizhur, E.V. Deviatov, V.T. Dolgopolov // Journal of Physics: Conference Series, **193**, 012127 (2009).

Скорость роста и кристаллическая фаза нитевидных нанокристаллов

М.В. Назаренко¹, Н.В. Сибирев¹, В.Г. Дубровский^{1,2}

¹Санкт-Петербургский академический университет – научно-образовательный центр нанотехнологий РАН,

ул. Хлопина, 8/3, Санкт-Петербург.

²Физико-технический институт им. А.Ф.Иоффе РАН, ул. Политехническая, 26, Санкт-Петербург.

e-mail: nz.phone@mail.ru

В представленной работе развита диффузионная модель стационарного роста [1] нитевидных нанокристаллов (ННК). В частности, исследуется вопрос о кристаллической фазе, в которой образуются ННК.

Как известно, полупроводниковые соединения A_3B_5 (за исключением нитридных) в объёмной фазе имеют кубическую структуру типа цинковой обманки (ZB). Тем не менее, широко наблюдается образование ННК A_3B_5 соединений в гексагональной вюрцитной фазе (WZ) [2, 3]. В используемой модели это объясняется разницей в скорости образования ZB и WZ фаз при росте ННК.

Рост ННК обычно описывают по механизму «пар-жидкость-кристалл» (ПЖК) [1,4]. При росте по этому механизму адатомы сначала попадают в каплю катализатора на вершине ННК, а затем частично кристаллизуются в ННК, а частично десорбируются обратно в ростовую камеру. В рамках этого механизма, в представленной модели роста учитывается как прямое попадание вещества в каплю катализатора [1, 4], так и диффузионный поток адатомов в каплю с боковых граней ННК и с поверхности подложки [1, 5]. В модели считается, что кристаллизация происходит за счёт двухмерной нуклеации под каплей [1, 6], причём нуклеация может происходить и в центре грани и на тройной линии, а также носить моноцентрический или полицентрический характер. Помимо этого, учитывается эффект Гиббса – Томсона [1], который повышает химический потенциал вещества в капле. Форма ННК в поперечном сечении предполагается шестиугольной, а не круглой, как обычно считалось ранее.

Диффузионный поток в каплю, десорбция из капли и скорость нуклеации вещества из капли в ННК существенно зависят от пересыщения в капле. В данной модели это пересыщение считается неизвестной величиной и вычисляется на основе условия баланса вещества в зависимости от используемых материалов, параметров ростового процесса и радиуса ННК. Это условие записывается в следующем виде:

$$\frac{V_{mono}}{1 + V_{mono} / V_{poly}} = W \left[\hat{\Phi} + 1 - (\varsigma + 1) \exp(R_{GT} / R) \right], \quad (1)$$

где V_{mono} и V_{poly} – скорости соответственно моноцентрического и полицентрического роста верхней грани ННК [1, 6]; W – коэффициент пропорциональности, учитывающий геометрию задачи и эффективность распада прекурсора на поверхности капли; $\hat{\Phi}$ – эффективное пересыщение, учитывающее диффузионный поток в каплю (при его отсутствии $\hat{\Phi}$ совпадает с пересыщением в газовой фазе Φ); ς – пересыщение в капле; R_{GT} – радиус Гиббса – Томсона [1]; R – радиус окружности, вписанной в верхнюю грань ННК. Первые два слагаемых в правой части уравнения (1) соответствуют полному потоку вещества в каплю, третье же соответствует десорбции вещества из капли в газовую фазу.

Диффузионный поток в каплю находится на основе решения уравнений диффузии адатомов по поверхности подложки и боковым граням ННК. Эти два уравнения решаются совместно. Граничные условия соответствуют обращению диффузионного потока в нуль вдали от ННК, непрерывности потока и концентрации адатомов у основания ННК и непрерывности пересыщения адатомов на границе капли на вершине ННК [1]. После этого диффузионный поток в каплю J_{diff} определяется по формуле

$$J_{diff} = -4\sqrt{3}RD_f \frac{dn_f(z)}{dz}\Big|_{z=L},$$
(2)

где D_f – коэффициент диффузии адатомов по боковой грани ННК, n_f – концентрация адатомов на боковой грани, ось *z* направлена вдоль направления роста ННК, L – длина ННК. Тем самым, диффузионный поток также зависит от пересыщения в капле.

Разница скоростей роста ZB и WZ фаз связана с разной высотой барьеров нуклеации для зародышей разных кристаллических фаз. ННК кристаллизуются преимущественно в той фазе, где скорость роста выше. Высота барьера нуклеации двухмерного зародыша определяются значениями поверхностных энергий на границах «пар – жидкость», «пар – кристалл» и «жидкость – кристалл». Скорости нуклеации вычисляется на основе уравнений Зельдовича, причём вычисления проводятся для каждой комбинации положения зародыша (в центре или на тройной линии), его фазы (кубической или гексагональной) и характера роста (моно- или полицентрического).

При заданных параметрах роста ННК численное решение уравнения (1) позволяет найти значение ς самосогласованным образом. Зная ς , несложно вычислить и все остальные неизвестные величины, в частности скорость роста ННК. После этого можно сделать в вывод, в какой из возможных кристаллических фаз будут расти ННК радиуса *R* при данных условиях. Как естественно ожидать, ННК достаточно большого радиуса растут в фазе ZB, а достаточно малого – в WZ фазе.

Повторяя описанную процедуру при разных радиусах, можно найти критический радиус R_c : ННК с радиусом меньше критического растут в

WZ фазе, а ННК с радиусом больше критического - в фазе ZB. Варьируя Ф, можно построить график зависимости R_c от Ф. На рис. 1 и 2 приведены примеры получающихся графиков. Рисунок 1 построен в случае отсутствия диффузионного потока (что характерно для газофазной эпитаксии), а рис. 2 – при его наличии (что соответствует молекулярно-пучковой эпитаксии). Параметры роста в обоих случаях соответствуют росту GaAs с Au катализатором (разница объёмных энергий 24 мэВ на пару GaAs, свободная энергия боковых граней 1.75 Дж/м для кубической и 1.3 Дж/м для вюрцитной фазы, свободная энергия границ «пар – жидкость» и «жидкость – кристалл» соответственно 1.0 Дж/м и 0.5 Дж/м, температура 464 °С, высота ННК 100 нм).



Рис. 1. Критический радиус в зависимости от пересыщения при отсутствии диффузионного потока (соответствует газофазной эпитаксии).



Рис. 2. Критический радиус в зависимости от пересыщения при наличии диффузионного потока (соответствует молекулярно-пучковой эпитаксии).

Видно, что при при тех же самых значениях пересыщения в ростовой камере наличие диффузионного потока заметно меняет величину критического радиуса и сам характер зависимости критического радиуса от пересыщения в этих пределах.

Представленная модель применима как для газофазной, так и для молекулярно-пучковой эпитаксии (с перпендикулярным и наклонным падением пучка на подложку). В рамках модели показано, что ННК малого диаметра растут в WZ фазе, а большого – в фазе ZB. Найден критический радиус перехода от WZ к ZB в зависимости от используемых материалов и параметров роста. Полученные результаты позволяют предсказывать кристаллическую фазу ННК, образующихся при конкретных условиях роста.

1. Дубровский, В.Г. Кинетическая модель роста нанометровых нитевидных кристаллов по механизму «пар-жидкость-кристалл» / В.Г. Дубровский, Н.В. Сибирев, Г.Э. Цырлин // Письма в ЖТФ. 2004. Т. 30, вып. 16. С. 41–50.

2. *Harmand, J.C.* Analysis of vapor-liquid-solid mechanism in Au-assisted GaAs nanowire growth / J.C. Harmand, G. Patriarche, N. Péré-Laperne, M.-N. Mérat-Combes, L. Travers, and F. Glas// Appl. Phys. Lett. 2005. V. 87. P. 203101.

3. Сошников, И.П. Атомная структура нитевидных нанокристаллов GaAs, выращенных методом молекулярно-пучковой эпитаксии / И.П. Сошников, Г.Э. Цырлин, А.А. Тонких, Ю.Б. Самсоненко, В.Г. Дубровский, В.М. Устинов, О.М. Горбенко, D. Litvinov, D. Gerthsen // ФТТ. 2005, Т. 47, вып. 12, С. 2121–2126.

4. *Wagner, R.S.* Vapor-liquid-solid mechanism of single crystal growth / R.S. Wagner, W.C. Ellis // Appl. Phys. Lett. 1964. V. 4. P. 89–90.

5. *Fröberg, E.* Diameter-dependent growth rate of InAs nanowires / E. Fröberg, W. Seifert, and J. Johansson // Phys. Rev. B 2007. V. 76. P. 153401.

6 *Kashchiev, D.* Dependence of the Growth Rate of Nanowires on the Nanowire Diameter / D. Kashchiev // Cryst. Growth and Design 2006. V. 6. P. 1154–1156.

Структуры GaAs с полупроводниковыми и металлическими квантовыми точками InAs и As, полученные самоорганизацией в едином процессе молекулярно-пучковой эпитаксии

В.Н. Неведомский¹, Н.А. Берт¹, В.В. Чалдышев¹, В.В. Преображенский², М.А. Путято², Б.Р. Семягин²

¹ Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, 194021, Санкт-Петербург, ул. Политехническая 26. ² Институт физики полупроводников СО РАН, 630090, Новосибирск, просп. Академика Лаврентьева 13. e-mail: <u>nevedom@mail.ioffe.ru</u>

1. Введение. В последние годы одним из наиболее популярных способов создания наноразмерных структур является их самоорганизация в процессе роста. Например, уже стал традиционным режим роста квантовых точек InAs в матрице GaAs по методу Странского – Крастанова [1]. Также существует еще множество наноразмерных объектов, которые можно получить путем самоорганизации.

Известно, что GaAs, выращенный при пониженной (150–300°С) температуре роста, имеет нестехиометрический состав и захватывает примерно 1% избыточного As по сравнению с «нормальным» GaAs. Если такой LT-GaAs подвергнуть отжигу при температурах 400–700°С, то избыточный As под действием диффузии собирается в кластеры размером от единиц до десятков нанометров. Далее происходит рост кластеров As за счет коалесценции. Размеры и распределение кластеров As определяются изначальной концентрацией избыточного As в LT-GaAs, температурой и временем отжига и наличием прекурсоров для преципитации.

Известно, что δ-слои некоторых изовалентных примесей, таких как индий [2] и сурьма [3], являются прекурсорами для преципитации и могут быть использованы для создания упорядоченных слоев кластеров. Например, использование δ-слоя сурьмы позволяет диффузии «собрать» кластеры As на этот δ-слой.

Цель работы. В данной работе мы сообщаем о создании путем самоорганизации в кристаллической матрице GaAs массива полупроводниковых квантовых точек InAs (ПКТ InAs), связанных с металлическими квантовыми точками As (МКТ As), в рамках единого процесса молекулярно-пучковой эпитаксии (МПЭ). Это является новым гибридным наноразмерным объектом, в котором экситонные состояния ПКТ InAs связаны с плазмонными состояниями МКТ As.

2. Результаты исследований. На первом этапе наших исследований мы научились получать слои больших (с номинальным содержанием In 3ML), но еще бездефектных полупроводниковых квантовых точек InAs в «нормальном» GaAs.

Большие ПКТ InAs требовались по двум причинам: во-первых, поле упругих деформаций от них сильнее и больше, чем от мелких, и, во-вторых, локализация экситонного возбуждения на крупных ПКТ InAs больше.

Далее мы получали связанные слои полупроводниковых квантовых точек InAs и заращивали их GaAs при низкой (200°С) температуре (LT-GaAs). Выращенные структуры были подвергнуты отжигу 15 минут при температурах 400, 500 и 600 °С. После отжига ожидалось увидеть появление металлических КТ As в слое «низкотемпературного» GaAs, часть из которых будет непосредственно связана ПКТ InAs. Размер и распределение МКТ As в слое LT-GaAs, как ожидалось, должны определяться температурой отжига и полем упругих напряжений от сформированных ПКТ InAs (рис. 1, a).

К сожалению, при заращивании слоя ПКТ InAs 3ML «низкотемпературным» GaAs (LT-GaAs) происходило образование большого количество дефектов упаковки, располагающихся в плоскостях {111}. Частичные дислокации, окружающие эти дефекты, являются каналами ускоренной диффузии избыточного мышьяка к поверхности образца. Поэтому после отжига 600 °C в слое LT-GaAs уже не



Рис. 1. ПЭМ изображение ПКТ InAs, зарощенных LT-GaAs, после отжига 500 °С (*a*) и 600 °С (б)



Рис. 2. ПЭМ изображение ПКТ InAs, зарощенных LT-GaAs с прослойкой 5 нм «нормального» GaAs, после отжига 600 °C.

наблюдается никаких МКТ As (рис. 1, δ). Очевидно, что поля напряжений, генерируемые слоем ПКТ InAs 3ML слишком большие, для бездефектного их заращивания «низкотемпературным» GaAs. Следовательно, надо искать способ их уменьшить.

Для избавления от дефектов упаковки мы решили непосредственно ПКТ InAs заращивать тонким (5 и 10 нм) слоем «нормального» GaAs (или AlAs), а уже далее наносить слой LT-GaAs. Условия и время отжига не менялись. К сожалению, в этом случае появлялась довольно толстая прослойка (5–10 нм) между ПКТ InAs и МКТ As для их связывания и снижалась корреляция между расположением ПКТ InAs и расположением МКТ As в слое низкотемпературного GaAs (рис. 2).

Еще одним способом уменьшения полей напряжений на нижней границе LT-GaAs стало



Рис. 3. ПЭМ изображение МКТ As, образовавшихся на мелких ПКТ InAs-прекурсорах после отжига 600 °C.

уменьшение содержания In в ПКТ InAs. Последний слой ПКТ InAs растился с очень малым содержанием In (0,5–1 ML). Таким образом, маленькая верхняя ПКТ InAs выступала в роли прекурсора для образования МКТ As [2] (рис. 3)

1. *Bimberg D.* Quantum dot heterostrures / D.Bimberg, M.Grundmann, and N.N.Ledentsov // Wiley, Chichester – 1998.

2. Чалдышев, В.В. Сверхрешетка кластеров мышьяка в арсениде галлия, выращенном молекулярно-лучевой эпитаксией при низкой температуре / В.В. Чалдышев, Н.А. Берт, Е.А. Куницын, Ю.Г. Мусихин, В.В, Преображенский, М.А. Путято, Б.Р. Семягин, В.В. Третьяков, Р. Werner // ФТП. 1998. Т. 32, вып. 10. С. 1161.

3. *Bert, N.A.* / N.A. Bert, V.V. Chaldyshev, A.A. Suvorova, V.V. Preobrazhenskii, M.A. Putyato, B.R. Semyagin, P. Werner, Z.D. Zakharov // Appl. Phys. Lett. 2002. V. 80. P. 377.

Моделирование транспорта носителей заряда в светодиоде с SiGe/Si(001) самоформирующимися островками с учетом процесса излучательной рекомбинации

С.В. Оболенский¹, К.Е. Кудрявцев², Д.Н. Лобанов², А.В. Новиков²

¹ Нижегородский госуниверситет им. Н.И. Лобачевского, пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород. ² Институт физики микроструктур РАН, 603950, ГСП–105, Нижний Новгород. e-mail: obolensk@rf.unn.ru

С использованием двумерной физикотопологической модели [1] проведен анализ транспорта электронов и дырок в светодиоде с SiGe/Si(001) самоформирующимися наноостровками. Моделирование проводилось с целью выявления неоднородностей процесса излучательной рекомбинации в объеме прибора.

Рассматривался $p^+n^-n^+$ кремниевый светодиод, в котором SiGe-островки были расположены в n^- -слое (рис. 1). Концентрация фоновой примеси в центральном слое полагалось ~ 10^{13} см⁻³, профили распределения доноров и акцепторов приведены на рис. 2 и 3.



Рис. 1. Схематичное изображение исследуемого диода

Расчет транспорта электронов проводился в квазигидродинамическом приближении [1]. Предполагалось, что при подаче на диод прямого смещения скорость электронно-дырочной рекомбинации, пропорциональна произведению концентрации электронов и дырок. Разрыв зон на границе гетероперехода вводился с помощью специального механизма, позволяющего модифицировать распределение потенциала согласно данным о зонной структуре SiGe/Si самоформирующимися наноостровками, взятого из работы [2].

Распределение концентрации электронов, дырок, их произведения и напряженности электрического поля от координаты вдоль оси X1, проходящей через центры островков, и оси X2 вне островков приведены на рис. 2–5. Направления осей X1 и X2 указаны на рис. 1.

Как следует из результатов расчета, для различных островков скорость рекомбинации, оцененная по произведению концентрации электронов и дырок, может отличаться на порядок и более. По мере увеличения прямого смещения пространственная неравномерность рекомбинации уменьшается и при падении напряжения на переходе сравнимом с контактной разностью потенциалов ее величина снижается до десятков процентов.



Рис. 2. Распределение концентрации электронов и доноров (Nd) вдоль осей координат, проходящих через центры островков (см. ось X1 на рис. 1) и вне островков (см. ось X2 на рис. 1). Падение внешнего напряжения на переходе 0.04 В.



Рис. 3. Распределение концентрации дырок и акцепторов (Na) вдоль осей координат, проходящих через центры островков (см. ось X1 на рис. 1) и вне островков (см. ось X2 на рис. 1). Падение внешнего напряжения на переходе 0.04 В.



Рис. 4. Распределение напряженности электрического поля вдоль оси координат X1, проходящей через центры островков. Падение внешнего напряжения на переходе 0.04 В.



Рис. 5. Зависимость произведения концентрации электронов и дырок вдоль оси координат X1, проходящей через центры островков. Падение внешнего напряжения на переходе 0.04 В.

Расчеты показали, что причина пространственной неоднородности рекомбинации носителей заряда заключается в особенностях транспорта электронов – термоэмиссии в направлении от эмиттера к базе и преимущественно диффузионном движении электронов в поперечном направлении между островками.

При проведении расчетов предполагалось, что потенциальный барьер гетероперехода Si/SiGe в зоне проводимости значительно больше κT , т.е. области островков являлись препятствием для термоэмиссионных электронов, вбрасываемых в п область при прямом смещении. Данное предположение физически обосновано в связи с тем, что средняя доля Ge в наноостровках больше 30% [3].

Так как поперечные размеры островков в несколько раз превышали расстояния между ними в продольном направлении (т.е. в направлении эмиттер – база), то диффузия электронов между островками и сопутствующая ей рекомбинация на границах островков существенно влияли на их пространственно распределение. Движение дырок отличалось от электронного – SiGe-островки являлись для них потенциальной ямой, так что концентрация дырок внутри островков на несколько порядков превышала аналогичную в кремнии. При этом концентрация дырок в островках различна – наибольшая в яме ближайшей к p^+ -области, а наименьшая в яме около n^+ -области. В совокупности с неоднородным распределением электронов это обусловливает сложную зависимость произведения концентрации электронов и дырок от координаты, т.е. различных островках.

В ходе дальнейших исследований предполагается провести оптимизацию конструкции диода за счет варьирования профиля легирования и расстояния между SiGe островками, что позволит повысить интенсивность излучательной рекомбинации.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (грант № 08-02-97043-р поволжье а) и Программы фундаментальных исследований Президиума РАН «Квантовая физика конденсированных сред».

1. Оболенский С.В. Предел применимости локально-полевого и квазигидродинамического приближения при расчетно-экспериментальной оценке радиационной стойкости субмикронных полупроводниковых приборов / С.В.Оболенский // Изв. вузов: Электроника. 2003. №6. С. 31–38.

2. *Schmidt O.G.* Strain and band-edge alignment in single and multiple layers of self-assembled Ge/Si and GeSi/Si islands /O.G. Schmidt and K. Eberl // Phys. Rev. B 62, 715–720 (2000).

3. *Lobanov D.N.* Electroluminescence and photoconductivity of GeSi heterostructures with self-assembled islands in the wavelength range 1.3–1.55 μ m / A.V. Novikov, K.E. Kudryavtsev, A.N. Yablonskiy, A.V. Antonov, Yu.N. Drozdov, D.V. Shengurov, V.B. Shmagin, Z.F. Krasilnik, N.D. Zakharov, P. Werner // Physica E. 41, 935–938 (2009).

Применение диодов на основе полупроводниковых сверхрешеток в умножителях частоты терагерцового диапазона

А.Н. Панин¹, В.Л. Вакс¹, Д.Г. Павельев², Ю.И. Кошуринов², А.В. Антонов¹

¹ Институт физики микроструктур РАН, ГСП-105, Нижний Новгород.

² ГОУ ВПО Нижегородский государственный университет им. Н.И.Лобачевского, Национальный исследовательский

университет, пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород.

e-mail: panin@ipm.sci-nnov.ru

Исследования в области микроволновой спектроскопии стимулируют развитие измерительной техники терагерцового (ТГц) частотного диапазона. Основными элементами высокочастотных измерительных приборов являются генераторы, смесители и детекторы. В диапазоне свыше 1,5 ТГц существуют два подхода к генерации излучения. Первый – использование в качестве источников излучения квантово-каскадных лазеров [1]. Они позволяют получить достаточно высокую мощность излучения (порядка нескольких милливольт), но их недостатками являются: низкая направленность излучения, отсутствие одномодового режима генерации, необходимость стабилизации частоты.

Подход, разрабатываемый и используемый в ИФМ РАН, заключается в переносе методов, используемых в микроволновой спектроскопии, в ТГц-диапазон. В приемных системах, разработанных авторами, использованы гармонические смесители на основе квантовых полупроводниковых сверхрешеток (КПСР) [2]. Это позволило разработать семейство высокостабильных синтезаторов до 1,25 ТГц [3]. В качестве источника ТГц излучения используются гармоники, получаемые умножением опорной частоты ГГц диапазона с применением умножителей на основе КПСР, которые, в отличие от диодов с барьером Шоттки (ДБШ), работают в диапазоне свыше 1,5 ТГц [4].

Целью этой работы было определение оптимальных величин частоты и мощности входного сигнала, при которых частота и мощность гармоник умножителей частоты на КПСР были максимальны.

В исследованиях применялись высоколегированные кремнием КПСР, которые состояли из 18 периодов, что соответствует длине 0.112 мкм. Каждый период включает 18 монослоев GaAs (потенциальная яма для электронов) и 4 монослоя AlAs (потенциальный барьер) и составлял 6.22 нм [5]. Диод на КПСР расположен в корпусе умножителя частоты, который имеет волноводный вход сечением 2.54×1.27 мм, выход в виде диагонального рупора и SMA разьем для сигнала промежуточной частоты, а также высокочастотный фильтр с частотой среза 350 ГГц для выходного сигнала умножителя.

С использованием двух микроволновых источников без применения приемника ТГц диапазона [6] изучались нелинейные свойства КПСР. Измерения максимальной мощности и частоты излучаемых умножителем гармоник в зависимости от мощности и частоты входного сигнала проводились с использованием ИК фурье-спектрометра BOMEM DA3. Были проведены эксперименты по измерению высокочастотных характеристик умножителей частоты на КПСР в двух режимах. Блок-схема установки приведена на рис. 1.



Рис. 1. Блок-схема установки для измерения характеристик умножителей частоты на КПСР

На входы смесителя подавались сигналы с разными частотами f_1 и f_2 от двух микроволновых источников. Возникающие в диодах низкочастотные сигналы биений между гармониками с частотами mf_1 и nf_2 , где *m* и *n* – целые числа, имеют частоту $f_{\Pi \Psi} = mf - nf$. По известным величинам частот mf_1 , nf_2 и $f_{\Pi \Psi}$ рассчитывались коэффициенты *m* и *n* и соответствующие частоты гармоник, возникающие в диодах. Для определения наибольшего номера генерируемых гармоник на смесители в первом варианте (КПСР1) подавались сигналы с частотами 20 ГГц и 20,02 ГГц. Были измерены гармоники с номером 123, что соответствовало частоте 20 ГГц × 123 = 2,46 ТГц. Для получения наибольшей мощности гармоник в высокочастотном диапазоне во втором варианте (КПСР2) подавались сигналы с частотами 594,4 ГГц и 118,893 ГГц. Были зарегистрированы гармоники с номерами 8 и 40, это соответствовало частоте 594,4 ГГц × 8 = 4,7552 ТГц. В обоих вариантах мощность сигналов подбиралась оптимальной для получения максимального выходного сигнала. Она составляла от 5 до 10 мВт. Для сравнения были проведены аналогичные измерения с ДБШ на частотах 135 ГГц и 135,02 ГГц. Максимальная частота гармоник смесителей с ДБШ 135 ГГц × 12 = 1,62 ТГц. Результаты измерений приведены на рис. 2. Они показали, что при одинаковых исходных условиях умножители на КПСР генерируют значительно более высокочастотные гармоники по сравнению с ДБШ. Выходная мощность сигнала излучения увеличивается с ростом частоты входного сигнала.



Рис. 2. Результаты измерений мощности гармоник умножителей на основе ДБШ и КПСР.

На следующем этапе исследований для измерения частоты и мощности гармоник сигнала излучения умножителя на КПСР использовался спектрометр с преобразованием Фурье "BOMEM" DA3 с кремниевым болометром, работающим при гелиевой температуре 4.2 К (NEP= 1.7×10^{-13} Вт/Гц^{1/2}). При измерениях из внутреннего объема фурье-спектрометра откачивался воздух до давления 1×10⁻³ атм. Это уменьшало влияние на результаты измерения линий поглощения воды, присутствующей в воздухе. Источниками входного сигнала для умножителя служили три лампы обратной волны: ОВ-71 диапазона 78-118 ГГц, ОВ-87 диапазона 118-178 ГГц и ОВ-24 диапазона 179-263 ГГц. Измерения гармоник проводились на семи частотах входного сигнала – 85, 120, 140, 150, 160, 178 и 240 ГГц. При входном сигнале с частотой 150 ГГц была измерена гармоника наибольшей частоты с номером 54 (150 ГГц × 54 = 8,1 ТГц). Результаты измерений мощности Р_{вых} в зависимости от номера гармоники *п* и соответствующей ему частоты *f* приведены в таблице.

<i>f,</i> ТГц	0,45	0,75	2,25	3,15	5,25	7,35	8,10
п	3	5	15	21	35	49	54
$P_{\rm вых}$, нВт	1900	200	2,1	1,0	0,34	0,15	0,09

Наибольшие мощности низкочастотных и высокочастотных гармоник получались при разных мощностях входного сигнала. Для гармоник 3–7 требовалась входная мощность на 1–2 дБ больше, чем для гармоник большей кратности. На вход умножителя подавали мощность 5–10 мВт. Нечетные гармоники преобладают над четными только для $n \leq 7$. Для более высоких гармоник можно было подобрать такую мощность входного сигнала, при которой четная гармоника была интенсивнее, чем более высокочастотная нечетная, что обусловлено не абсолютной антисимметричностью вольтамперной характеристики диода.

Зависимость мощности от частоты гармоник с n > 3 для входного сигнала умножителя с частотой 150 ГГц приведена на рис. 3.



Рис. 3. Мощность гармоник умножителя на КПСР с частотой входного сигнала 150 ГГц.

Полученные результаты позволяют обеспечить оптимальный режим работы умножителей и гармонических смесителей на КПСР для различных экспериментальных исследований, например, прецизионных спектроскопических измерений, создания системы фазовой автоподстройки частоты для квантовых каскадных лазеров и источника гетеродинного сигнала для смесителей болометров на горячих электронах (НЕВ) в высокочастотной части ТГц-диапазона.

Работа выполнена при поддержке РФФИ, гранты – 09-02-97039-р поволжье а, 09-02-01350-а и Программы Президиума РАН «Основы фундаментальных исследований нанотехнологий и наноматериалов», проект «Квантовые когерентные наноструктуры для приема и генерации электромагнитного излучения терагерцового диапазона».

1. *Williams, B.S.* Terahertz quantum – cascade lasers / Williams B.S.// Nature Photonics. 2007. V. 1, p. 517.

2. Вакс, В.Л. Разработка и создание системы фазовой синхронизации в субтерагерцовом и терагерцовом частотных диапазонах по гармонике сигнала синтезатора сантиметрового диапазона /В.Л. Вакс, Ю.И. Кошуринов, Д.Г. Павельев, А.Н. Панин // Изв. ВУЗов. Радиофизика. 2005. Т. 48. № 10–11. С. 933–938.

3. Vaks, V. Set of subTHz and THz Synthesizers for Precise Measurements /V.Vaks, A.Illiyuk, A.Panin, S. Pripolsin, S.Basov, D. Paveliev // Proceedings of the International Conference "European MicrowaveWeek" 2007 (8–12 October 2007, Munich, Germany)

4. Вакс, В.Л. Нестационарная спектроскопия диапазона частот 1–2,5 ТГц на твердотельных устройствах. / В.Л. Вакс, А.Н. Панин, С.А. Басов, А.В. Иллюк, С.И. Приползин, Д.Г. Павельев, Ю.И. Кошуринов // Известия Вузов. Радиофизика. 2009. Т. 52, № 7. С. 569–575.

5. Д.Г.Павельев Характеристики планарных диодов терагерцового диапазона частот на основе сильно легированных GaAs/AlAs-сверхрешеток / Д.Г. Павельев, Н.В. Демарина, Ю.И. Кошуринов, А.П. Васильев, Е.С. Семенова, А.Е. Жуков, В.М. Устинов // Физика и техника полупроводников. 2004. Т. 38, вып. 9. С. 1141–1146.

6. Woods, D.R. Submillimeter wave harmonic mixing / D.R.Woods, R.G.Strauch // Proc. IEEE. 1966. V. 54. P. 673.

Динамическое туннелирование электронов через квантовую точку в условиях кулоновской блокады

С.М. Кашин², А.М. Сатанин^{1,2}

¹ Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского, пр. Гагарина, 23, Н. Новгород. ² Лаборатория «Теория наноструктур» НИФТИ, Н. Новгород

e-mail: sarkady@mail.ru

Экспериментальные исследования структур с квантовыми точками показывают, что кондактанс таких систем в зависимости от потенциала смещения демонстрирует резонансную структуру [1–3]. Наличие резонансов в кондактансе открывает широкие возможности по использованию туннельных переходов со встроенными квантовыми точками в устройствах электроники. В ряде случаев простые модели позволяют качественно объяснить наблюдаемые в эксперименте эффекты резонансного туннелирования. Однако на данный момент остается еще много проблем, связанных с многоэлектронным туннелированием через квантовую точку.

Ранее многоэлектронное туннелирование изучалось только в стационарном случае, когда рассматривался установившийся поток электронов через квантовую точку. В данной работе исследуется динамическое туннелирование электронов в системе, состоящей из квантовой точки с присоединенными к ней омическими контактами. Для этого рассматривается временное поведение многоэлектронного волнового пакета, распространяющегося в системе омические контакты – квантовая точка. Развита методика численного решения временного уравнения Шредингера для взаимодействующих электронов.

Гамильтониан системы имеет вид:

$$\hat{H} = \hat{H}_{0} + \hat{H}_{QD} + \hat{H}_{t}, \qquad (1)$$

где \hat{H}_0 и \hat{H}_{QD} – гамильтонианы контактов и квантовой точки.

$$\hat{H}_{0} = -t_{0} \sum_{m} \left(\hat{a}_{m+1}^{+} \hat{a}_{m} + \hat{a}_{m}^{+} \hat{a}_{m+1} \right), \qquad (2)$$

$$\hat{H}_{QD} = \frac{e^2}{2C} \left(\sum_{i=1}^{N} \hat{d}_i^+ \hat{d}_i^- \right)^2 + \sum_{i=1}^{N} \left(e\varphi + \varepsilon_i \right) \hat{d}_i^+ \hat{d}_i^-, (3)$$

а и \hat{H}_{t} описывает туннельную связь квантовой точки с контактами:

$$\hat{H}_{t} = \sum_{i=1}^{N} \left(t_{i}^{L} \hat{a}_{-1}^{+} \hat{d}_{i} + t_{i}^{R} \hat{a}_{1}^{+} \hat{d}_{i} + H.c. \right), \quad (4)$$

здесь \hat{a}_{j}^{+} и \hat{a}_{j}^{-} , \hat{d}_{i}^{+} и \hat{d}_{i}^{-} – операторы рождения и уничтожения электрона в *j*-м узле контакта и в *i*-м состоянии на квантовой точке, *e* – элементарный заряд, *C* – эффективная емкость квантовой точки, t_{0}^{-} и t_{i}^{-} – матричные элементы, описывающие переходы между узлами контактов и квантовой точкой, φ – дополнительный потенциал на квантовой точке.

Получим временное уравнение Шредингера для амплитуд, когда на квантовую точку подано такое

смещение, что на ней имеется один локализованный электрон, а второй электрон туннелирует из левого контакта и может попасть в правый контакт, лишь пройдя через любое из свободных состояний на квантовой точке.

При этом реализуются два случая. Первый, когда туннелирующий электрон находится на одном из узлов контактов ($m\neq 0$), а на квантовой точке занято одно состояние. Второй случай, когда на квантовой точке находятся 2 электрона. Волновая функция системы является суперпозицией всех возможных состояний:

$$\left|\psi\right\rangle = \sum_{m\neq 0} \sum_{i=1}^{N} A_{mi} \hat{a}_{m}^{\dagger} \hat{d}_{i}^{\dagger} \left|0\right\rangle + \sum_{i=1}^{N} \sum_{j=1}^{N} B_{ij} \hat{d}_{i}^{\dagger} \hat{d}_{j}^{\dagger} \left|0\right\rangle.$$
(5)

Из временного уравнения Шредингера получаем следующую систему для коэффициентов $A_{j,i}$ и B_{ij} , зависящих от времени:

$$\begin{cases} \chi_{i}A_{mi} - t_{0}\left(A_{m-1,i} + A_{m+1,i}\right) = i\frac{\partial}{\partial t}A_{m,i}, \ m \neq 0, \pm 1\\ \chi_{i}A_{-1,i} - t_{0}A_{-2,i} + \sum_{j=1}^{N} t_{i}^{L}B_{ij} = i\frac{\partial}{\partial t}A_{-1,i} \end{cases}$$
(6)
$$\chi_{i}A_{1,i} - t_{0}A_{2,i} + \sum_{j=1}^{N} t_{i}^{L}B_{ij} = i\frac{\partial}{\partial t}A_{1,i} \\ \chi_{ij}B_{ij} + \left(t_{i}^{L*}A_{-1,j} + t_{i}^{R*}A_{1,j} - t_{j}^{L*}A_{-1,i} - t_{j}^{R*}A_{1,i}\right) = i\frac{\partial}{\partial t}B_{ij}$$

для упрощения записи здесь введены обозначения:

$$\chi_i = \frac{e^2}{2C} + e\varphi + \varepsilon_i, \chi_{ij} = \frac{2e^2}{C} + 2e\varphi + \varepsilon_i + \varepsilon_j,$$

χ_i и χ_{ij} представляют собой соответственно энергии квантовой точки с одним и двумя электронами.

Решая уравнения (6) с разными начальными условиями, можно моделировать эволюцию произвольного состояния системы во времени. В частности, если начальное состояние формируется в виде волнового пакета в одном из открытых каналов в левом контакте, то через достаточно большое время, когда произойдет рассеяние электрона на квантовой точке, можно определить коэффициент прохождения электрона и зависимость коэффициента прохождения от энергии.

Начальное состояние готовится следующим образом: сначала задается начальное распределение по волновому числу k:

$$C_m^i = \exp\left(-\frac{\left(\Delta k \cdot m - k_0^i\right)^2}{\sigma_k^2}\right),\tag{7}$$

где $\Delta k = \pi / aN_k$ – шаг сетки в первой зоне Бриллюэна. Установив положение волнового пакета k_0 и его ширину $\sqrt{\sigma_k^2}$ в пространстве волновых векторов, можно определить начальные амплитуды $A_{j,i}$:

$$A_{j,i} = \frac{1}{2\pi} \sum_{m=-N_k}^{N_k} C_m^i e^{i\Delta k \cdot m(j-j_0)} \,. \tag{8}$$

Система уравнений (6) решалась численно методом Рунге – Кутты 4-го порядка.

Если приготовить распределение (7), которое сильно локализовано в k-пространстве, то коэффициент прохождения будет совпадать с решением стационарного уравнения Шредингера. На рис. 1 представлены зависимости коэффициента прохождения от энергии, при этом на квантовой точке полагается N=3 состояния, и параметры системы взяты следующими:

$$\begin{split} \Delta \varepsilon &= \varepsilon_{i+1} - \varepsilon_i = 0.2 \,, \qquad e^2 \,/\, 2C = 0.3 \,, \qquad t = 0.10 \,, \\ eU &= -1.5 \,. \end{split}$$



Рис. 1. Зависимость коэффициента прохождения от энергии системы при начальном состоянии, заданном в 1-м канале (a) и во 2-м (b). Пунктирными линиями изображены коэффициенты прохождения, полученные из решения уравнений (4), а сплошными линиями – решения стационарной задачи с теми же параметрами.

На графиках видны резонансы, положение которых определяется энергиями квантовой точки с двумя занятыми состояниями. Полученные зависимости коэффициента прохождения (пунктирные линии) практически полностью совпадают с соответствующими решениями стационарной задачи (сплошные линии), за исключением областей вблизи максимума. Отклонение вблизи резонанса объясняется тем, что волновой пакет имеет конечную ширину в *k*-пространстве, и наличие гармоник с нерезонансной энергией приводит к уменьшению коэффициента прохождения.

Если задавать начальное состояние одновременно в нескольких каналах, то будет наблюдаться интерференция волновых пакетов (рис. 2), и зависимость коэффициента прохождения от энергии не будет соответствовать полному коэффициенту прохождения в стационарном случае.



Рис. 2. Зависимость коэффициента прохождения от средней энергии волнового пакета в случае, когда начальное состояние задано одновременно в 3 каналах.

Пусть первоначально пакет локализован в левом контакте. На рис. 3 изображен волнового пакет с близкой к резонансной энергией в три последовательные момента времени.



Рис. 3. Волновой пакет в начальном состоянии и в два последующих момента времени. Между вертикальными линиями в центре находятся двухчастичные состояния на квантовой точке.

После отражения волнового пакета на квантовой точке остается высокая амплитуда вероятности, которая затем постепенно уменьшается, что объясняется большим временем жизни резонансных состояний на квантовой точке.

Если в начальный момент времени пакет локализован на одном из узлов решетки, то амплитуда в последующий момент времени представляет собой двухчастичную функцию Грина, которая определяет транспортные свойства системы. В работе продемонстрировано, что это свойство может быть использовано для расчета ВАХ контактов со встроенной квантовой точкой.

1. Göres J. et al. //Phys. Rev. B., 62, 2188 (2000).

2. Vidan A. et al. // Appl. Phys. Lett., 85, 3602 (2004).

3. *Yacoby A., Schuster R. and Heiblum M.* // Phys. Rev. B., **53**, 9583 (1996).

4. Xiong Shi-Jie, Xiong Ye // Phys. Rev. Lett., 83, 1407 (1999).

Использование сегрегации сурьмы для управляемого легирования кремния и Si/Ge-гетероструктур

М.Н. Дроздов, З.Ф. Красильник, А.Д. Кузнецов, А.В. Новиков, М.В. Шалеев, Д.В. Юрасов

> Институт физики микроструктур РАН, ГСП-105, Нижний Новгород. e-mail: Inquisitor@ipm.sci-nnov.ru

Для создания многих устройств нано- и оптоэлектроники, таких как быстродействующие полевые и биполярные транзисторы, резонанснотуннельные диоды необходимо формирование структур с заданным распределением состава основных элементов и легирующей примеси [1]. Хорошо известно [2], что из-за сегрегации основных донорных примесей (мышьяка, сурьмы и фосфора) существует проблема контролируемого их введения в матрицу Si, что значительно осложняет получение слоев с резким профилем распределения примеси, в том числе так называемых дельта-легированных слоев. Сурьма (Sb), благодаря легкости ее контролируемого испарения и низкому давлению собственных паров, является наиболее широко используемой примесью донорного типа в методе молекулярно-пучковой эпитаксии (МПЭ). В настоящей работе выполнены исследования сегрегационных свойств Sb в зависимости от условий роста и параметров SiGe структур. На основании полученных результатов предложен метод создания структур с резким профилем распределения Sb за счет управления её сегрегацией.

Исследуемые структуры были выращены на подложках Si(001) методом МПЭ на высоковакуумной установке Riber SIVA-21. Контроль скорости роста и толщины осаждаемых слоев осуществлялся при помощи квадрупольного массспектрометра и кварцевых датчиков измерения толщины. Испарение сурьмы осуществлялось из эффузионной ячейки. Поток атомов Sb варьировался в диапазоне от 2.5×10^{10} до 10^{12} см⁻²·с⁻¹. Профиль распределения концентрации элементов по глубине определялся методом вторичноионной масс-спектроскопии (ВИМС) на установке TOF.SIMS-5 и из емкостных измерений.

Для контролируемого легирования исследованных структур была выполнена тщательная калибровка зависимости потока Sb из источника от его температуры. С этой целью был выполнен рост тестовых структур с Si:Sb-слоями, сформированными при постоянной температуре подложки и различных температурах Sb-ячейки. Концентрация Sb в выращенных структурах определялась из измерений эффекта Холла и методами ВИМС. Совпадение значений концентрации Sb, полученных этими двумя методами, указывает на полную электрическую активацию Sb в тестовых структурах. Полученная экспериментальная зависимость потока Sb от температуры источника позволила контролируемо задавать необходимый поток Sb в последующих экспериментах.

Известные литературные данные по величине коэффициента сегрегации Sb в Si (определяемого как отношение нормированной поверхностной концентрации примеси к объемной) и его зависимости от температуры роста обнаруживают значительные расхождения [2-4]. Для экспериментального определения зависимости коэффициента сегрегации Sb от температуры роста была выращена серия структур. Данные структуры состояли из буферного слоя Si, выращенного при 700 °С, на который при низкой температуре (в диапазоне 300-550 °С) осаждались 0.1 монослоя (МС, 1 МС = $= 6.8 \times 10^{14}$ атомов/см²) Sb и покровный слой, состоящий из Si и/или SiGe. Из распределений концентрации Sb по глубине, полученных с помощью ВИМС, была определена зависимость коэффициента сегрегации Sb в Si от температуры роста (рис. 1). Экспериментальные данные, полученные в настоящей работе, наиболее близки к данным, опубликованным в работе [3] (см. рис. 1). Исследования структур с SiGe-слоями показали, что в напряженных SiGe-структурах коэффициент сегрегации Sb значительно выше.



Рис. 1. Зависимость коэффициента сегрегации от температуры роста. Количество осажденной Sb равно 0.1 MC.

На основе экспериментально полученных зависимостей потока атомов Sb от температуры источника и коэффициента ее сегрегации от температуры роста была построена модель (компьютерная программа), позволяющая количественно, для каждого отдельного монослоя структуры, определять концентрацию атомов Sb на поверхности и в объеме структуры в зависимости от заданных условий роста. Профили распределения Sb, рассчитанные с использованием данной модели, находятся в хорошем соответствии с результатами экспериментов (рис. 2).



Рис. 2. Профиль распределения Sb для 2-слойной структуры, полученный экспериментально с помощью ВИМС и теоретически рассчитанный. Стрелками обозначены места осаждения 0.1 МС Sb. Глубина отсчитывается от поверхности структуры.

Проведенные исследования показали, что коэффициент сегрегации Sb в Si в диапазоне температур роста 300–550 °С изменяется почти на 5 порядков величины (рис. 1). Столь сильная зависимость сегрегации Sb от температуры роста в относительно небольшом интервале её изменения использовалась далее для создания в Si дельталегированных слоев и слоев с резким профилем распределением примеси. Общие принципы изготовления Si- и SiGe-структур с заданным профилем распределения сурьмы могут быть сформулированы следующим образом:

1. Для создания слоев с высокой концентрацией Sb используются низкие (300 °C < T < 400 °C) температуры роста. Температура роста, поверхностная концентрация атомов Sb и их поток, необходимые для получения нужной концентрации, рассчитываются при помощи разработанной модели.

2. Для создания резкого профиля распределения Sb и формирования слоя с ее низкой объемной концентрацией используется повышение температуры подложки до 500–550 °C и рост нелегированных слоев структуры при этой температуре. При создании многослойных, селективно легированных структур шаги 1 и 2 повторяются нужное число раз.

Для проверки предложенного метода была выращена структура с резким профилем распределения Sb, содержащая как сильно легированные области, так и области с низкой концентрацией примеси. Параметры роста структуры были вычислены с помощью разработанной модели. Профили распределения Sb для данной структуры, полученные экспериментально с помощью метода ВИМС и вычисленные по программе, представлены на рис. 3. Из экспериментально полученного профиля легирования определено, что изменение концентрации Sb на порядок достигается на расстояниях ~ 3÷4 нм. Различия между экспериментальным и вычисленным профилем распределения Sb для поверхностного, сильно легированного слоя, связаны с перемешиванием атомов в процессе ионного травления структур в методе ВИМС.



Рис. 3 Профиль распределения Sb, полученный экспериментально с помощью ВИМС и теоретически рассчитанный. Глубина отсчитывается от поверхности структуры.

Предложенная методика была использована для создания в Si δ -слоев, легированных Sb. Согласно результатам, полученным из емкостных измерений и методом ВИМС, изменение концентрации Sb на порядок достигается на расстоянии ~ 2 нм, ширина δ -слоя на его полувысоте составляет $\sim 2,5$ нм. Полученные значения параметров селективно-легированных слоев соответствуют лучшим достижениям, описанным в литературе [5].

Таким образом, в работе предложен метод создания Si- и SiGe-структур с заданным профилем легирования Sb, использующий управление её сегрегацией. Продемонстрировано, что предложенный метод может быть использован для создания в Si δ-легированных Sb-слоев, с характеристиками, соответствующими лучшим достигнутым значениям, описанным в литературе.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (грант № 09-02-12420-офи_м) и программы Президиума РАН.

1. *Paul D.J.* Si/SiGe heterostructures: from material and physics to devices and circuits / D.J. Paul // Semiconductor Science Technology. 2004. V. 19. P. 75–108.

2. Jiang Z.M. Strong surface segregation of Sb atoms at low temperatures during Si molecular beam epitaxy / Z.M. Jiang, C.W. Pei, L.S. Liao, X.F. Zhou, X.J. Zhang, Xun Wang, Q.J. Jia, X.M. Jiang, Z.H. Ma, T. Simith, I.K. Sou // Thin Solid Films. 1998. V. 336. P. 236–239.

3. *Hobart K.D.* Surface segregation and structure of Sbdoped Si(100) films grown at low temperature by molecular beam epitaxy / K.D. Hobart, D.J. Godbey, M.E. Twigg, M. Fatemi, P.E. Thompson, D.S. Simons // Surface Science. 1995. V. 334. P. 29–38.

4. *Blacksberg J.* Ultra-low-temperature homoepitaxial growth of Sb-doped silicon / J. Blacksberg, M.E. Hoenk, S. Nikzad // Journal of Crystal Growth. 2005. V. 285. P. 473–480.

5. Gossmann *H.-J.* Doping of Si thin films by low-temperature molecular beam epitaxy / H.-J. Gossmann, F.C. Unterwald, H.S. Luftman // Journal of Applied Physics. 1993. V. 73. P. 8237–8241.

Рост GaAs ННК в мезаструктурах

И.П. Сошников^{1,2}, Г.Э. Цырлин^{1,2,3}, Ю.Б. Самсоненко^{1,2,3}, Н.Д. Ильинская¹, Ю.М. Задиранов¹, В.М. Устинов^{1,2}

¹Санкт-Петербургский академический университет –

научно-образовательный центр нанотехнологий РАН ул.Хлопина 8, к.3, С.-Петербург.

²ФТИ им.А.Ф.Иоффе РАН Политехническая 26, С.-Петербург.

³ИАП РАН, Рижский пр-т 26, С.-Петербург.

e-mail: ipsosh@beam.ioffe.ru

Нанопроволоки являются перспективным объектом для применений в микро-, в опто-, наноэлектронике и в аналитических приборах [1–3]. Кроме того, НП представляют интерес для исследований новых процессов и явлений в таких уникальных объектах [4–6]. В последние годы проводятся активные исследования механизмов роста нитевидных нанокристаллов [5, 6]. В частности, был экспериментально обнаружен и теоретически объяснен диффузионный механизм роста ННК. Кроме того, впервые было обнаружено образование гексагональных фаз III-V материалов [7–10]. Ряд важнейших приложений ННК связан с применением мезаструктур с ННК, что делает актуальной задачу исследований роста ННК в мезаструктурах.

Предварительно методами фотолитографии и ионно-лучевого травления на поверхности пластин GaAs(100) формировались линейные мезы шириной около 5 и глубиной 2–3 мкм соответственно. Отметим, что травление мезаструктур проводилось асимметричным образом под углом 55–60°. Пример изображения сечения мезы приведен на рис. 1.

Далее методом электронно-лучевого напыления в геометрии скользящих углов падения наносился ультратонкий слой катализатора Au (~1 нм). Такая методика осаждения обеспечивает наибольшую толщину Au на боковой поверхности мезы.

На финишном этапе проводилось выращивание GaAs HHK методами молекулярно-пучковой эпитаксии на установке ЭП1203. Детальное описание методики роста ННК приведено в [4]. Контроль формирования ННК *in situ* проводился с помощью дифракции быстрых электронов на отражение (ДБЭО) [7, 8]. Исследование образцов до и после ростового процесса проводилось на растровых электронных микроскопах CamScan 4-90FE и Supra25 C. Zeiss.

На рис. 2 представлено типичное изображение морфологии образца с выращенными в мезаструктуре ННК. Можно видеть, что преимущественное формирование ННК наблюдается на гранях с наибольшим количеством активирующего материала Au. Ось роста ННК совпадает с кристаллографической осью типа $\langle \overline{1} \ \overline{1} \ \overline{1} \rangle B$. Плотность ННК составляет порядка 10^9 см^{-2} и зависит от количества Au, качества поверхности грани и особенностей ростового процесса. В то же время рост ННК на других гранях мезы существенно снижен (плотность ННК может снижаться до величин порядка $\leq 10^2 \text{ см}^{-2}$). Диаметр и длина ННК варьируются в пределах 10–50 нм и 1000–3000 нм соответственно.

Габитус (внешняя огранка, форма) ННК определяется гексагональной призмой с соотношением длина/диаметр 100 и более. Образование дендритных ННК практически не наблюдается. Огранка ННК определяется плоскостями (110). Отметим, что длина ННК изменяется пропорционально эффективной тол-щине осаждения с коэффициентом существенно больше 1. Зависимость длины ННК от диаметра носит обратно пропорциональный характер (рис. 2). Указанные результаты могут быть объяснены преимуществен-но диффузионным механизмом роста ННК [5, 6].

Пример картин ДБЭО, полученных на образцах с GaAs HHK в мезе, приведен на рис. 3. Анализ полученных изображений свидетельствует о преимущественном образовании вюрцитной и/или политипной фаз в ННК. Специальное исследование этого явления проводилось в [11].





Рис. 1. Электронно-микроскопические изображения в изометрии (*слева*) и сверху (*справа*) GaAs HHK, выращенных методом МПЭ на боковой грани линейной мезаструктуры.

Таким образом, в работе продемонстрирована возможность роста GaAs HHK в мезаструктуре. Полученные результаты показывают, что предложенная геометрия роста ННК может быть использована при разработке и создании технологии электронных приборов.

Авторы признательны В.М. Бусову и С.И. Трошкову за проведение РЭМ-исследований морфологии ННК.

Работа проводилась при поддержке по проектам РФФИ и программ РАН («Квантовая макрофизика» и «Квантовые наноструктуры»).



Рис. 2. Зависимость длины от диаметра GaAs HHK, выращенных методом МПЭ на боковой грани линейной мезаструктуры.



Рис. 3. Картина ДБЭО от образца с GaAs HHK, выращенными методом МПЭ на боковой грани линейной мезаструктуры.

1. *Marcus, R.B.* Formation of silicon tips with <1 nm radius / K. Chin, R. B. Marcus, T. S. Ravi, and T. Gmitter, K. Chin, D. Liu, W. J. Orvis and D. R. Ciarlo//Appl. Phys. Lett. 56, 236 (1990).

2. *Cui Y*. Functional nanoscale electronic devices assembled using silicon nanowire building blocks /Y.Cui and C.M. Lieber // Science, 291, 851 (2000).

3. *Wan, Q.* Fabrication and ethanol sensing characteristics of ZnO nanowire gas sensors// Wan Q., Li Q.H., Chen Y.J., Wang T.H., He X.L., Li J.P., Lin C.L./ Appl. Phys. Lett. **84**, 3654 (2004).

4. *Givargizov E.I.* Fundamental aspects of VLS growth // J.Cryst.Growth, 31, 20 (1975).

5. *Dubrovskii V.G.* Diffusion-induced growth of GaAs nanowhiskers during molecular beam epitaxy: Theory and experiment // V.G. Dubrovskii, G.E. Cirlin, I.P. Soshnikov, N.V. Sibirev, A.A. Tonkikh, Yu.B. Samsonenko, and V.M. Ustinov / Phys. Rev. B, **71**, 205325 (2005).

6. Цырлин Г.Э. Диффузионный механизм роста нановискеров GaAs и AlGaAs в методе молекулярнопучковой эпитаксии // Г.Э. Цырлин, В.Г. Дубровский, Н.В. Сибирев, И.П. Сошников, Ю.Б. Самсоненко, А.А. Тонких, В.М. Устинов // Физика и техника полупроводников, 39(5), 587–5894 (2005).

7. *Hiruma K.* GaAs free-standing quantum-size wires // K. Hiruma, M. Yazawa, K. Haraguchi, K. Ogawa, T. Katsuyama, M. Koguchi, and H. Kakibayashi / J. Appl. Phys., 74(5), 3162–71 (1993).

8. *Ohlsson B.J.* Size-, shape-, and position-controlled GaAs nano-whiskers// B.J. Ohlsson, M.T. Bjork, M.H. Magnusson, K. Deppert, L. Samuelson L.R. Wallenberg // Appl. Phys. Lett. 79, 20, 3335–37 (2001).

9. Сошников И.П. Атомная структура нитевидных нанокристаллов GaAs, выращенных методом молекулярно-пучковой эпитаксии// И.П. Сошников, Г.Э. Цырлин, А.А. Тонких, Ю.Б. Самсоненко, В.Г. Дубровский, В.М. Устинов, О.М. Горбенко, D. Litvinov, D. Gerthsen // Физика твердого тела, 47, 2121–2126 (2005).

10. Сошников И.П. Особенности картин электронной дифракции нитевидных нанокристаллов GaAs, выращенных на подложках Si (100) и (111) методом молекулярно-пучковой эпитаксии // И.П. Сошников, Г.Э. Цырлин, А.А. Тонких, В.Н. Неведомский, Ю.Б. Самсоненко, В.М. Устинов // Физика твердого тела, 49(8), 1373–1378 (2007).

11. Сошников И.П. Гексагональные структуры в нитевидных нанокристаллах GaAs// И.П. Сошников, Г.Э. Цырлин, Н.В. Сибирев, В.Г. Дубровский, Ю.Б. Самсоненко, D. Litvinov, D. Gerthsen // Письма в ЖТФ, 34 (12), 88–94 (2008).

Спиновое расщепление в гетероструктурах HgTe/CdHgTe (013) с квантовыми ямами

К.Е. Спирин¹, А.В. Иконников¹, С.С. Криштопенко¹, В.И. Гавриленко¹, С.А. Дворецкий², Н.Н. Михайлов²

¹ Институт физики микроструктур РАН, 603950, Нижний Новгород, ГСП-105. ² Институт физики полупроводников СО РАН, пр. ак. Лаврентьева, 13, Новосибирск. e-mail: spirink@ipm.sci-nnov.ru

Спин-зависимые эффекты в полупроводниковых гетероструктурах представляют интерес как для фундаментальных исследований, так и для создания различных устройств транзисторного типа, действие которых основывается на управлении электрическим полем спиновым расщеплением [1]. Величина такого расщепления, обусловленного, например, эффектом Рашбы [2], в зоне проводимости гетероструктур АЗВ5 обычно составляет несколько мэВ, однако в структурах HgTe/CdHgTe оно может достигать нескольких десятков мэВ в электрических полях порядка 10⁵ В/см, которые соответствуют концентрации электронов около 10¹² см⁻² [3]. Большая величина спинового расщепления в нулевом магнитном поле, наблюдавшаяся в работе [3] в структурах HgTe/CdHgTe(001), связывается с так называемой инвертированной зонной структурой, возникающей при ширине квантовой ямы (КЯ) HgTe более 6.3 нм, когда дно зоны проводимости сформировано волновыми функциями р-типа, что приводит к большой величине спин-орбитального взаимодействия по сравнению с обычной зоной проводимости, сформированной волновыми функциями s-типа. Целью настоящей работы являлось изучение спинового расщепления уровней в асимметричных гетероструктурах HgTe/CdHgTe(013).

Исследуемые образцы были выращены методом молекулярно-лучевой эпитаксии на полуизолирующей подложке GaAs(013) [4]. Активная часть структуры растилась на релаксированном буфере СdTe и состояла из нижнего барьера $Cd_xHg_{1-x}Te$ (x ~ 0.6) толщиной около 30 нм, КЯ НgTe шириной 15 нм, аналогичного верхнего барьера Cd_xHg_{1-x}Te и покрывающего слоя CdTe толщиной 40 нм. Нижний барьер селективно легировался In с концентрацией 3×10¹⁸ см⁻³, на расстоянии 11.5 нм от КЯ, толщина легированного слоя составляла 13.5 нм. Концентрация электронов в КЯ при T = 4.2 К составляла $2 \cdot 10^{12}$ см⁻² при подвижности µ=2·10⁵ см²/В·с. Исследовались биения осцилляций Шубникова – де Гааза (ШдГ) в магнитных полях до 3Тл и циклотронный резонанс (ЦР) электронов в диапазоне частот около 700 ГГц.

На рис. 1 приведена типичная зависимость продольного магнетосопротивления от обратного магнитного поля, на которой хорошо видны биения осцилляций ШдГ, которые не наблюдались в аналогичных образцах с двусторонним селективным легированием. На рис. 2 представлены значения концентраций носителей в образце, полученные из фурье-анализа осцилляций ШдГ в обратном поле.



Рис. 1. Осцилляции Шубникова – де Гааза в обратном магнитном поле. Стрелками на рисунке указанны узлы биений осцилляций.

Пики с индексами H_{1-} и H_{1+} соответствуют концентрациям носителей с разными спиновыми состояниями из первой подзоны размерного квантования. Пик с индексом E_2 соответствует половине концентрации носителей во второй подзоне, состояния в которой сформированы волновыми функциями *s*-типа (вследствие чего спиновое расщепление в ней мало) [3].



Рис. 2. Фурье-анализ осцилляций Шубникова – де Гааза при температуре 4.2 К.

Величина спинового расщепления подзоны H1 δ может быть непосредственно определена из анализа биений осцилляций ШдГ аналогично [3]. В соответствии с правилами квазиклассического квантования в магнитном поле квантуются площади орбит двумерных носителей заряда в *k*пространстве, соответствующих уровням Ландау, $S = (v + \lambda)\Delta S$, где $\Delta S = 2\pi eB/(\hbar c)$, v = 0, 1, 2 ... и λ не зависит от v.

Гармонический анализ наблюдаемых осцилляций ШдГ показывает, что узлы биений приходятся на максимумы осцилляций, соответствующих подзоне H_{1-} с меньшей концентрацией и минимумы осцилляций, соответствующих подзоне H_{1+} . Это означает, что в этом поле уровень Ферми находится на *n*-м уровне Ландау подзоны H_{1-} и

посредине между уровнями Ландау с номерами mи m-1 подзоны H_{1+} . Величина δ , определяемая при B = 0 как расщепление подзон при $k = k_F$, может быть представлена как разность энергий n-х уровней Ландау из разных подзон:

$$\delta = E_{n-} - E_{n+} = \hbar \omega_{c+} \cdot (m - n - \frac{1}{2}).$$
(1)

Здесь $\omega_{c+} = eB/(m_{c+}c)$, где $m_{c+} = 0.044m_0$ (см. ниже). Гармонический анализ осцилляций ШдГ показывает, что наблюдаемые узлы биений (см. рис. 1) отвечают номерам n = 11, 14, 17, 20, 23, 26 и m = 16, 20, 24, 28, 32, 36, что в соответствии с выражением (1) дает $\delta = 30-32$ мэВ. Полученное значение δ близко к величине расщепления, определенной в работе [3] схожим методом для образцов с близкими значениями концентрации двумерных носителей.

Спиновое расщепление спектра может приводить к неэквидистантности уровней Ландау двух подзон на уровне Ферми (см., например, [2]). В работе [5] в нелегированных гетероструктурах HgTe/CdTe с концентрацией электронов в КЯ до 10¹² см⁻³, создаваемой за счет эффекта поля путем приложения напряжения к затворному электроду, наряду с биениями осцилляций ШдГ наблюдалось заметное (~4%) расщепление линии циклотронного резонанса (ЦР). Эффект связывался со спиновым расщеплением подзон при B = 0, однако интерпретация результатов давалась исходя из линейного по k расщепления подзон (ср. с [2]). В то же время в КЯ HgTe/CdHgTe с инвертированной зонной структурой спиновое расщепление подзоны H₁ при малых k пропорционально k^3 , а при больших значениях k выходит на насыщение и даже уменьшается (см., например, [3]). В настоящей работе для исследуемого образца мы обнаружили большое (~12%) расщепление линии ЦР (и $m_{\rm c-} = 0.039 m_0 m_{\rm c+} = 0.044 m_0$, см. рис.3), которое отсутствовало в образцах с симметричным профилем КЯ.



Рис. 3. Спектры циклотронного резонанса при T = 4.2 К, $\hbar\omega_c = 2,864$ мэВ.

Циклотронная масса носителей заряда на уровне Ферми определяется выражением

$$\frac{1}{n_c} = \frac{1}{\hbar^2} \left(\frac{1}{k} \frac{\partial \bar{E}}{\partial k} \right)_{k_F}, \qquad (2)$$

где $E = E_0(k) \pm \delta(k)/2$. Для определения циклотронных масс в выражение (2) надо подставить соответствующие каждой из подзон значения $k_{\rm F}$, определяемые из концентраций носителей в подзонах $k_{\text{F}\pm} = (4\pi n_{\pm})^{1/2}$. Наблюдаемое расщепление линии ЦР может быть связано как с непараболичностью закона дисперсии $E_0(k)$, так и с зависимостью $\delta(k)$. Однако, как показано в работе [3], для концентрации носителей порядка $2 \cdot 10^{12}$ см⁻² при $k \sim k_{\text{F}}$ зависимость $\delta(k)$ проходит через максимум и производная $\partial \delta/\partial k$ мала. В то же время непараболичность закона дисперсии приводит к заметной зависимости m_c от k_{F} . Для оценок воспользуемся «кейновским» законом дисперсии (см., например, [5]):

$$E_{0}(k) = -\frac{E_{g}}{2} + \sqrt{\left(\frac{E_{g}}{2}\right)^{2} + E_{g}\frac{\hbar^{2}k^{2}}{2m^{*}}},$$
 (3)

где $E_{\rm g}$ – эффективная ширина запрещенной зоны, $m^* = 0.02m_0$ – эффективная масса носителей на дне подзоны H₁ [5]. Подставляя $E_0(k)$ в выражение (2) и полагая $k_{\rm F\pm} = k_{\rm F} \pm \Delta k ~(\Delta k << k_{\rm F})$, получаем

$$\frac{1}{m_{c\pm}} = \frac{1}{m_c^0} \left[1 \mp \frac{2E_F^*}{E_g} \left(\frac{m^*}{m_c^0} \right)^2 \frac{\Delta k}{k_F} \right],$$

где $\frac{1}{m_c^0} = \frac{1}{2} \left(\frac{1}{m_c^+} + \frac{1}{m_c^-} \right),$ a $E_F^* = \hbar^2 k_F^2 / 2m^*$.

Величину E_F^*/E_g легко найти, исходя из определенной экспериментально средней величины циклотронной массы $m_c^0 \approx 0.042m_0$ и из выражения

$$\left(\frac{m^*}{m_c^0}\right)^2 = \left(1 + 2\frac{E_F^*}{E_g}\right)^{-1}$$
, вытекающего очевидным

образом из (2) и (3). Из соотношения концентраций в подзонах H₁₊ и H₁. (см. рис. 1) получаем: $k_{\rm F+}=3.4\cdot10^6$ см⁻², $k_{\rm F=}=2.9\cdot10^6$ см⁻² и $\Delta k_{\rm F}=0.25\cdot10^5$ см⁻², что дает $1/m_{c^+}=1/m_c^0$ (1∓0.06).

Таким образом, учет только первого слагаемого в законе дисперсии (3) дает 12%-ную разницу циклотронных масс для двух спиновых подзон. Это позволяет заключить, что наблюдаемое расщепление линии ЦР обусловлено главным образом непараболичностью закона дисперсии и различием $k_{\rm F}$ для двух подзон, а не зависимостью $\delta(k)$.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (проект 09-02-00752), РАН и фонда некоммерческих программ «Династия».

1. Datta, S. Electronic analog of the electro-optic modulator / S. Datta, B. Das. // Appl. Phys. Lett. 56 (7), 665, 1990.

2. Бычков Ю.А., Рашба Э.И. // Письма в ЖЭТФ. 1984. Т. 39, вып. 2, С. 66.

3. Gui Y.S., Becker C.R., Dai N., Liu J., Qiu Z.J., Novik E.G., Schäfer M., Shu X.Z., Chu J.H., Buhmann H., and Molenkamp L.W. // Phys. Rev. B 70, 115328, (2004).

4. Дворецкий С.А., Д.Г. Икусов, Д.Х. Квон, Н.Н. Михайлов, Н. Дай, Р.Н. Смирнов, Ю.Г. Сидоров, В.А. Швец, Автометрия, № 4, т. 43, с. 104-111, (2007).

5. Schultz M., Heinrichs F., Merkt U., Colin T., Skauli T. and Løvold S., Semicond. Sci. Technol. 11, 1168–1172, (1996).

Зонный спектр мультислойных гетероструктур (сверхрешеток) со спин-орбитальным взаимодействием Дрессельхауза

А.В. Тележников, В.Я. Демиховский

Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского, просп. Гагарина, 23, Н.Новгород. e-mail: telezhnikov@phys.unn.ru

В последнее время наблюдается нарастающий интерес к изучению спиновых явлений в полупроводниковых сверхрешётках [1]. Расчёт квантовых состояний и изучение транспортных явлений в таких структурах представляет собой актуальную проблему физики конденсированных систем в связи с серьёзными перспективами их использования в задачах электроники.

В настоящей работе рассматриваются мультислойные гетероструктуры (сверхрешётки) со спинорбитальным взаимодействием Дрессельхауза, моделируемые периодическими потенциалами различного вида. Ранее квантовые состояния и транспорт в латеральных сверхрешетках со спин-орбитальным взаимодействием Рашбы рассматривались в [2].

Блоховские спиноры, зонные спектры и спиновые плотности энергетических уровней найдены для 3D-электронного газа со спин-орбитальным (CO) взаимодействием Дрессельхауза, помещённого в поле одномерной сверхрешётки. СО взаимодействие описывается известным гамильтонианом Дрессельхауза [3], который в случае ориентации сверхрешётки вдоль оси z удобно записать в виде

$$\begin{split} H_{D} &= \gamma k_{\parallel} \begin{pmatrix} 0 & Exp(i\phi) \\ Exp(-i\phi) & 0 \end{pmatrix} \hat{\mathcal{O}}^{2} / \hat{\partial}z^{2} - ik_{\parallel} \cos 2\phi \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix} \hat{\mathcal{O}} / \hat{\partial}z^{+} \\ + ik_{\parallel}^{2} \sin \phi \cos \phi \begin{pmatrix} 0 & Exp(-i\phi) \\ -Exp(i\phi) & 0 \end{pmatrix} \end{pmatrix}, \end{split}$$

где γ – константа взаимодействия Дрессельхауза, $k_{\parallel}^2 = k_x^2 + k_y^2$, φ – угол между \vec{k}_{\parallel} и k_x .

Для двуслойной сверхрешетки (рис. 1), примером которой может служить структура InGaAs/InP, волновые функции удобно искать в виде

$$\Psi(\rho, z) = CExp\left(ik_{||}\rho\right) \begin{pmatrix} a(z)\\b(z) \end{pmatrix},$$
(2)

где ρ – полярный радиус. Компоненты спинора a(z), b(z) можно найти, подставив (2) в полный гамильтониан с учетом СО взаимодействия Дрессельхауза (1). После такой подстановки получаем систему из двух однородных дифференциальных уравнений второго порядка с постоянными коэффициентами, решением которой в каждой области (1 и 2) является суперпозиция четырёх спиноров вида

$$\Psi(z) = \sum_{i} a_i \begin{pmatrix} 1 \\ b_i \end{pmatrix} Exp(\lambda_i z), \quad i = 1, 2, 3, 4.$$
(3)

Возможные значения λ_i находятся, как обычно, из условия обращения в ноль определителя

а компонента спинора

(x, y) соответственно.

$$b_{i} = \frac{\lambda_{i}^{2} + i\tilde{\gamma}\tilde{k}_{\parallel}^{2}\cos(2\varphi)\lambda_{i} + \pi^{2}(\tilde{\varepsilon} - \tilde{v}_{0}) - \tilde{k}_{\parallel}^{2}}{\tilde{\gamma}\tilde{k}_{\parallel}^{2}Exp(i\varphi)(\lambda_{i}^{2} + i\tilde{k}_{\parallel}^{2}\sin\varphi\cos\varphi Exp(-2i\varphi))},$$
(5)
где $\tilde{\gamma} = 2m^{*}\gamma/\hbar^{2}(a+b), \quad \tilde{v}_{0} = 2m^{*}v_{0}(a+b)^{2}/\pi^{2}\hbar^{2}, \quad \tilde{\varepsilon} = 2m^{*}\varepsilon(a+b)^{2}/\pi^{2}\hbar^{2}, \quad \tilde{k}_{\parallel} = k_{\parallel}(a+b) -$ безразмерные константа СО взаимодействия Дрессельхауза, величина периодического потенциала, энергия и компонента волнового вектора в плоскости



Рис. 1. Двуслойная сверхрешетка со спин-орбитальным взаимодействием Дрессельхауза.

Найденные таким образом на периоде гетероструктуры (в областях 1 и 2) волновые функции должны удовлетворять условию теоремы Блоха, а именно: $\Psi(z) = \Psi(z - (a + b))Exp(iK(a + b))$, где K -

квазиимпульс, a+b – период сверхрешетки.

Также на границах при z = a и z = a + bдолжны быть непрерывны как волновые функции, так и их образы после действия на них оператора скорости:

$$\overline{\mathcal{V}} \begin{pmatrix} a(z) \\ b(z) \end{pmatrix} \Big|_{a=0}^{a+0} = 0, \, \overline{\mathcal{V}} \begin{pmatrix} a(z) \\ b(z) \end{pmatrix} \Big|_{(a+b)=0}^{(a+b)+0} = 0, \quad (6)$$

где *V* в случае СО взаимодействия (1) имеет нетривиальный вид:

$$\vec{V} = \begin{pmatrix} -\frac{i\hbar}{m^*} \frac{\partial}{\partial z} - \frac{\gamma k_{\parallel}^2 \cos 2\phi}{\hbar} & \frac{2i\gamma k_{\parallel} Exp(i\phi)}{\hbar} \frac{\partial}{\partial z} \\ \frac{2i\gamma k_{\parallel} Exp(-i\phi)}{\hbar} \frac{\partial}{\partial z} & -\frac{i\hbar}{m^*} \frac{\partial}{\partial z} + \frac{\gamma k_{\parallel}^2 \cos 2\phi}{\hbar} \end{pmatrix}.$$

Таким образом, для определения восьми коэффициентов a_i получаем однородную систему из восьми линейных уравнений. Условие существования нетривиального решения этой системы – равенство нулю её детерминанта – позволяет получить зонный спектр двуслойной сверхрешетки с СО взаимодействием Дрессельхауза (рис. 2).

$$\begin{vmatrix} \lambda^{2} + i\lambda \mathscr{K}_{\parallel}^{2}\cos 2\varphi + \pi^{2}(\varepsilon - v_{0}) - k_{\parallel}^{2} & -\lambda^{2} \mathscr{K}_{\parallel} Exp(i\varphi) - \frac{i\mathscr{K}_{\parallel}^{3}\sin 2\varphi Exp(-i\varphi)}{2} \\ -\lambda^{2} \mathscr{K}_{\parallel} Exp(-i\varphi) + \frac{i\mathscr{K}_{\parallel}^{3}\sin 2\varphi Exp(i\varphi)}{2} & \lambda^{2} - i\lambda \mathscr{K}_{\parallel}^{2}\cos 2\varphi + \pi^{2}(\varepsilon - v_{0}) - k_{\parallel}^{2} \end{vmatrix} = 0, \quad (4)$$



Рис. 2. Зонный спектр двуслойной сверхрешетки со спин-орбитальным взаимодействием Дрессельхауза. Сплошными линиями показаны ветви с поляризацией «-», пунктирными – «+».

Однако в случае, когда угол $\varphi = \frac{\pi}{4}, \frac{3\pi}{4}, \frac{5\pi}{4}, \frac{7\pi}{4}$, гамильтониан СО взаимодействия (1) в силу возникшей симметрии в плоскости (x, y) принципиально упрощается: исчезает слагаемое, пропорциональное $\partial/\partial z$. В этом случае матрица гамильтониана диагонализируется волновой функцией $\Psi_{\pm,k_{\parallel}}(z, \rho) = Exp(ik_{\parallel}\rho)\chi_{\pm}u_{\pm,k_{\parallel}}(z)$ [4,

5], где $\chi_{\pm} = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 1 \\ \mp Exp(-i\phi) \end{pmatrix}$, а скалярные функ-

ции $u_{\pm,k_{\parallel}}(z)$ в областях 1 и 2 имеют вид

$$u_{\pm,k_{\parallel}}(z) = \left(A_{1,2}^{\pm} Exp(\lambda_{1,2}^{\pm}z) + B_{1,2}^{\pm} Exp(-\lambda_{1,2}^{\pm}z)\right)\chi_{\pm}, \quad (7)$$

где индекс ± отвечает состояниям с различной спиновой поляризацией,

$$\lambda_{1}^{\pm}(a+b) = i \sqrt{\frac{\pi^{2} \widetilde{\varepsilon} - \widetilde{k}_{\parallel}^{2} \pm \widetilde{\gamma}_{1} \widetilde{k}_{\parallel}^{3} / 2}{1 \pm \widetilde{\gamma}_{1} \widetilde{k}_{\parallel}}},$$

$$\lambda_{2}^{\pm}(a+b) = i \sqrt{\frac{\pi^{2} (\widetilde{\varepsilon} - \widetilde{v}_{0}) - \xi \widetilde{k}_{\parallel}^{2} \pm \xi \widetilde{\gamma}_{2} \widetilde{k}_{\parallel}^{3} / 2}{\xi (1 \pm \widetilde{\gamma}_{2} \widetilde{k}_{\parallel})}}, \quad (8)$$

$$\xi = m_{1}^{*} / m_{2}^{*}.$$

Функции $u_{\pm,k_{\parallel}}(z)$ также должны удовлетворять условиям теоремы Блоха:

$$u_{\pm,k_{\parallel}}(z) = u_{\pm,k_{\parallel}}(z-(a+b))Exp(iK(a+b))$$

и стандартным граничным условиям между областями 1 и 2:

$$u_{\pm}(2) = u_{\pm}(1), \qquad \frac{u'_{\pm}(2)}{m_{\pm,2}} = \frac{u'_{\pm}(1)}{m_{\pm,1}},$$
где $m_{\pm,1,2} = m_{1,2}^* / (1 \pm 2m_{1,2}^* \gamma_{1,2} k_{\parallel} / \hbar^2).$

Таким образом, в данном случае зонный спектр представляет собой две независимых серии зон, причём состояния каждой серии отвечают двум различным спиновым поляризациям «+» и «-».

Следует отметить, что в самом общем случае *n* неоднородностей на периоде сверхрешетки расчет зонного спектра сводится к исследованию на наличие нетривиальных решений однородной системы из 4*n* линейных уравнений, что принципиально не меняет схему расчета.

Спин-орбитальное взаимодействие, таким образом, должно сказаться на характере блоховских осцилляций в рассмотренных сверхрешетках, привести к изменению характеристик каскадных лазеров, излучающих в терагерцовом диапазоне и т. д.

1. Zutic I., J. Fabian, S. Das Sarma // Rev. Mod. Phys. 76, 323 (2004).

2. Demikhovskii V.Ya., D.V. Khomitsky // JETP Letters 83, 8 (2006).

3. Dresselhaus G. // Phys. Rev. 100, 580 (1955).

4. Perel' V.I., S.A. Tarasenko, and I.N. Yassievich // Phys. Rev. B 67, 201304(R) (2003).

5. Glazov M.M., P.S. Alekseev, M.A. Odnoblyudov, V.M. Chistyakov, S.A. Tarasenko, and I.N. Yassievich // Phys. Rev. B **71**, 155313 (2005).
Особенности формирования и свойства светоизлучающих структур на основе ионно-синтезированных нанокристаллов кремния в оксидных матрицах

А.Б. Костюк, А.И. Белов, Д.А. Лаптев, Ю.В. Вихорева, А.В. Нежданов, А.В. Ершов, А.Н. Михайлов, Е.С. Демидов, Д.И. Тетельбаум

Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского, пр. Гагарина 23/3, Нижний Новгород. e-mail: <u>tetelbaum@phys.unn.ru</u>

Новые пути применения кремния, основного полупроводникового материала традиционной микроэлектроники, сделали предметом многочисленных исследований наноструктуры на его основе. Нанокристаллы (НК) Si в широкозонной диэлектрической матрице проявляют люминесценцию при комнатной температуре в широком диапазоне спектра от 500 до 1000 нм в зависимости от размера НК и обеспечивают надежное хранение заряда, распределенного в массиве НК. Благодаря эффекту размерного ограничения носителей в квантовых точках (КТ) Si, лежащему в основе этих явлений, становится возможным использование подобных структур в качестве источников света, элементов энергонезависимой памяти и солнечных элементов нового поколения. Успешное применение новых материалов требует в каждом конкретном случае знания оптимальных условий и особенностей их формирования, точной информации о состоянии нановключений и окружающей матрицы, а также их границ раздела. В докладе представлены результаты экспериментальных исследований массивов НК Si, сформированных в едином цикле в «классической» (SiO₂) и перспективной (Al₂O₃) оксидных матрицах путем ионной имплантации кремния с последующей термообработкой. Пройден путь от нахождения оптимальных режимов (дозы имплантации и температуры отжига) формирования НК Si до создания тестовых светодиодных структур.

В качестве исходных материалов использованы термические пленки SiO₂ (толщиной ~ 600 нм) и осажденные методом электронно-лучевого испарения пленки Al₂O₃ (~ 300 нм), а также пластины плавленого кварца и лейкосапфира. Имплантация ионов Si⁺ проводилась с энергией 100 кэВ в интервале доз $7.10^{16} - 3.10^{17}$ см⁻². Последующий отжиг осуществлялся в потоке N2 при температурах 900-1100 °С в течение 2 часов. Для измерения вольт-амперных характеристик (ВАХ) и электролюминесценции (ЭЛ) использовались структуры ITO/оксид:nc-Si/Si на основе тонких пленок SiO₂ (~90 нм) и Al₂O₃ (~150 нм), имплантированных Si⁺ с энергиями 40 и 100 кэВ соответственно. Фотолюминесценция (ФЛ) измерялась в диапазоне длин волн 350-900 нм при возбуждении азотным импульсным лазером на длине волны 337 нм. Для исследования температурной зависимости ФЛ (возбуждение аргоновым лазером на длине волны 488 нм, диапазон температур 8-300 К) образец помещался в гелиевый криостат замкнутого цикла. Рентгеновская дифракция осуществлялась на установке «Дрон-УМ-1» в схеме Брэгга – Брентано. Рамановское рассеяние исследовалось с помощью зондовой нанолаборатории НТ-«МДТ» Интегра. ВАХ измерялись на анализаторе параметров полупроводниковых приборов Agilent B1500.

Оптимальный с точки зрения эффективности Φ Л (рис. 1) массив НК с размерами менее 5 нм в пленках SiO₂ формируется при концентрации имплантированного кремния ~ 10 ат.% и температуре отжига 1100 °C [1]. На рис. 1, *а* видно, что при отжиге происходит гашение ФЛ от кислорододефицитных центров в SiO₂ и появление интенсивной ФЛ НК Si в области 700–850 нм. Появление ФЛ от НК Si после отжига при 900 °C и ее усиление при 1100 °C наблюдается в пленках Al₂O₃ (рис. 1, δ). В кристаллическом сапфире НК Si формируются (что ранее подтверждено электронной микроскопией высокого разрешения), но, в отличие от НК в пленках, ФЛ в области 700–900 нм не проявляют [2].



Рис. 1. Спектры ФЛ пленок SiO₂ (*a*) и Al₂O₃ (*б*), подвергнутых имплантации Si⁺ и отжигу.

Интенсивность рамановского рассеяния немонотонно зависит от глубины залегания НК Si, что согласуется с данными электронной микроскопии и расчетными профилями Si. В аморфном кварце на соответствующих глубинах обнаруживается пик рассеяния со сдвигом 515-520 см⁻¹, связанный с эффектом размерного ограничения фононов в нанокристаллах Si. Оценка среднего размера НК по положению пика рассеяния на разных глубинах дает значение ~ 3,8 нм. В случае сапфира положение пика рассеяния (526–527 см⁻¹) свидетельствует о наличии сжимающих напряжений, действующих на НК со стороны матрицы; теоретическая оценка дает их величину порядка 1 ГПа [2]. Напряжения приводят к образованию оборванных связей (центров безызлучательной рекомбинации) на границе раздела НК Si - сапфир и, как следствие, к гашению ФЛ. В пленках Al₂O₃ HK Si окружены оболочками SiO_x (по данным ИК фурьеспектроскопии [2]), которые демпфируют напряжения, поэтому НК Si проявляют ФЛ при ~ 800 нм (рис. 1. б).

Данные рентгеновской дифракции подтвердили факт ионно-лучевого формирования нанокристаллов Si в слоях сапфира, пленках SiO₂ и Al₂O₃ (рис. 2). При этом HK Si, сформированные в сапфире, испытывают сильные напряжения сжатия (сдвиг максимума), что согласуется с литературными данными [2]. HK Si в пленках Al₂O₃ по своим структурным параметрам близки к параметрам HK в пленках SiO₂, что объясняет их близкие люминесцентные свойства.



Рис. 2. Рентгенодифракционные линии Si(111) для имплантированных кремнием слоев сапфира Al_2O_3 (Si⁺: 1·10¹⁷ см⁻²), пленок SiO₂ и Al_2O_3 (Si⁺: 3·10¹⁷ см⁻²).

Анализ механизма ФЛ в полосе 700–850 нм осуществлялся с использованием ее температурной зависимости, которая определяется конкуренцией процессов излучательной и безызлучательной рекомбинации. Наблюдается удовлетворительное согласие рассчитанной из экспериментальных данных спектральной зависимости энергии термической активации излучательной рекомбинации с теоретической зависимостью для КТ Si [3], что свидетельствует о квантово-размерном механизме ФЛ.

Вольт-амперные характеристики диодных структур, сформированных на основе тонких пле-

нок с НК Si, описываются в рамках теории дискретного туннелирования [4] и дают информацию о концентрации и распределении НК, образующих токопроводящие цепочки гранул. На рис. 3 приведены спектры ЭЛ диодной структуры на основе слоев SiO₂ с НК Si в сравнении с ФЛ. Заметная ЭЛ начинается при смещении более 20 В (минус на контакте ITO) и может быть объяснена совместной инжекцией в НК Si электронов из верхнего контакта (ITO) и дырок из подложки Si. Голубой сдвиг пика ЭЛ относительно ФЛ может быть обусловлен неоднородностью электрического поля, более сильного вблизи НК Si малого размера; там носители ускоряются до большей энергии, и увеличивается вероятность возбуждения НК, что приводит к увеличению средней энергии эмитированных квантов.



Рис. 3. Спектры ЭЛ диодной структуры на основе слоев SiO₂ с НК Si в сравнении со спектром ФЛ.

Работа выполнена частично в рамках АВЦП «Развитие научного потенциала высшей школы» (РНП 2.1.1.933), ФЦП «Научные и научнопедагогические кадры инновационной России» (ГК №1414) и гранта Президента РФ (МК-185.2009.2).

1. Effect of carbon implantation on visible luminescence and composition of Si-implanted SiO₂ layers / D.I. Tetelbaum, A.N. Mikhaylov, V.K. Vasiliev, A.I. Belov, A.I. Kovalev, D.L. Wainstein, Yu.A. Mendeleva, T.G. Finstad, S. Foss, Y. Golan, A. Osherov // Surf. Coat. Technol. - 2009. - V. 203. - P. 2658–2663.

2. Свойства наноструктур Al₂O₃:nc-Si, сформированных путем ионной имплантации кремния в сапфир и аморфные пленки оксида алюминия / Д.И. Тетельбаум, А.Н. Михайлов, А.И. Белов, А.В. Ершов, Е.А. Питиримова, С.М. Планкина, В.Н. Смирнов, А.И. Ковалев, Д.Л. Вайнштейн, R. Turan, S. Yerci, T.G. Finstad, S. Foss // ФТТ. – 2009. – Т. 51, № 2. – С. 385–392.

3. Identification of radiative transitions in highly porous silicon / P.D.J. Calcott, K.J. Nash, L.T. Canham, M.J. Kane, D. Brumhead // J. Phys: Condens. Matter. -1993. - V. 5. - P. L91-L98.

4. Дискретное туннелирование в электронных транспортных свойствах наногранулированного пористого кремния и подобных гетерофазных систем / Е.С. Демидов, Н.Е. Демидова, В.В. Карзанов, К.А. Марков, В.В. Сдобняков // ФТТ. – 2009. – Т. 51, № 10. – С. 385–392.

Трансформация плазмонного спектра в транзисторной структуре с решеточным затвором и пространственно модулированным двумерным электронным каналом

Д.В. Фатеев, В.В. Попов

Саратовский филиал Института радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН, 410019, Саратов, Зелёная, 38. e-mail: FateevDV@yandex.ru

Возбуждению плазменных колебаний (плазмонов) внешней терагерцовой (ТГц) волной в двумерном (2D) канале транзисторной структуры с решеточным затвором посвящено значительное количество работ [1–4]. Использование плазмонных резонансов открывает путь к созданию ТГц-приборов с широким диапазоном перестройки рабочей частоты. Решеточный затвор большой площади (сравнимой с площадью поперечного сечения ТГц-пучка) выполняет роль антенны, эффективно согласующей внешнюю ТГц-волну с плазмонами в 2D-электронном канале. В этом смысле транзисторная структура с решеточным затвором гораздо более эффективна по сравнению с однозатворным полевым транзистором [5].



Рис. 1. Амплитуды фурье-гармоник продольного электрического поля в (*a*) немодулированном (K = 0) и (δ) сильномодулированном (K = 1) 2D-электронном канале транзисторной структуры в зависимости от частоты. Затворный электрод занимает половину периода структуры.

В данной работе теоретически исследовано влияние пространственной модуляции 2D-электронного канала на трансформацию плазмонного спектра транзисторной структуры с решеточным затвором. Пространственная модуляция 2D-электронного канала может быть обеспечена как за счет обеднения подзатворных участков 2D электронного канала при приложении отрицательного затворного напряжения, так и за счет приближения решетки затвора к 2D-электронному каналу. Теоретические расчеты выполнены с использованием строгого электродинамического подхода [6] для структуры на основе AlGaAs/GaAs с периодом 4 мкм и одинаковыми размерами (2 мкм) подзатворного и межконтактного участков 2D-электронного канала.

Возбуждение плазменных колебаний в транзисторной структуре с решеточным затвором внешней ТГц-волной происходит следующим образом. Электромагнитная волна, падающая нормально на решеточный затвор возбуждает дифрагированные электромагнитные поля с волновыми векторами $q = 2\pi p/L$ ($p = 0, \pm 1, \pm 2, ...$), лежащими в плоскости 2D канала. Электромагнитные поля с волновыми векторами p = 0 соответствуют отраженной и прошедшей волнам. Для короткопериодической структуры (с периодом, гораздо меньше длины ТГц-волны) все дифрагированные поля с *p* ≠ 0 являются эванесцентными полями, спадающими при удалении от структуры. Эти эванесцентные поля возбуждают плазмонные моды при совпадении частоты падающей ТГц-волны с частотой собственной плазмонной моды.



Рис. 2. Распределение модуля плотности осциллирующего тока по периоду структуры в зависимости от частоты в немодулированном 2D-электронном канале (K = 0). Затворный электрод расположен в области 0 < x/L < 0.5.

Распределение поля каждой плазмонной моды по периоду структуры, строго говоря, содержит все фурье-гармоники, имеющие различные волновые векторы $q = 2\pi p / L$, и зависит от величины пространственной модуляции 2D-электронной системы. Рисунок 1 демонстрирует трансформацию фурье-спектра плазмонных мод при изменении величины пространственной модуляции электронной плотности в 2D-электронном канале. Рисунок 1, а соответствует нулевому коэффициенту модуляции $K = (N_2 - N_1)/(N_2 + N_1)$, а рис. 1, б соответствует K = 1, где N_1 – концентрация электронов на подзатворном участке 2D-электронного канала и $N_2 = 2.57 \times 10^{11}$ ñì ⁻² – концентрация электронов на межконтактном участке канала. При слабой модуляции различные плазмонные моды имеют доминирующую фурье-гармонику с волновым вектором, кратным вектору обратной решётки $2\pi m/L$, где m = 1, 2, 3, ..., т.е. m-я пространственная фурье-гармоника резонирует на частоте *т*-го плазмонного резонанса, пронумерованного в порядке возрастания частоты резонанса на рис. 1, а. При слабой модуляции 2D-электронного канала поле плазмонной моды распределено по всему периоду транзисторной структуры (рис. 2).



Рис. 3. Распределение модуля плотности осциллирующего тока по периоду структуры в зависимости от частоты при сильной пространственной модуляции 2D-электронного канала (K = 0.43). Затворный электрод расположен в области 0 < x/L < 0.5.

При сильной модуляции 2D-электронного канала плазмонные моды локализованы на межконтактных участках канала и, таким образом, имеют волновой вектор $(2m-1)\pi/w$, где m = 1, 2, 3, ..., а w - длина межконтактной области между полосками затворного электрода. Поэтому в общем случае пространственный фурье-спектр плазмонной моды не имеет доминирующей фурье-гармоники. Однако, если период транзисторной структуры соизмерим с длиной межконтактной области w, т.е. <math>L/w = 2n (n = 1, 2, 3, ...), доминирующая фурье-гармоника с волновым вектором (2m-1) $2n\pi/L$ проявляется в спектре *m*-й плазмонной моды. Например, если период в два раза больше длины

межконтактного участка (рис. 1, δ), то (2m - 1)-я фурье-гармоника резонирует на частоте *m*-го плазмонного резонанса, пронумерованного в порядке возрастания частоты резонансов.

При произвольной величине пространственной модуляции 2D-электронного канала могут возбуждаться как подзатворные плазмоны с волновым вектором, определяемым длиной подзатвоных участков 2D-электронного канала, так и межконтактные плазмоны, волновой вектор которых определяется длиной межконтактных участков канала. Поскольку подзатворные плазмоны сильно экранированы полосками затворного электрода, резонансы подзатворных плазмонов возникают на достаточно низких ТГц-частотах, тогда как неэкранированые межконтактные плазмоны, локализованные на межконтактных участках канала, возбуждаются на более высоких ТГц-частотах (рис. 3).

Таким образом, в данной работе исследована трансформация спектра плазмонов в транзисторной структуре с решеточным затвором и 2D-электронным каналом и выявлены частотные диапазоны с преимущественным возбуждением подзатворных и межконтактных плазмонов.

Работа выполнена в рамках Европейского научного объединения «Полупроводниковые источники и детекторы в области терагерцовых частот» при поддержке РФФИ (гранты 08-02-92497 и 09-02-00395) и программы фундаментальных исследований Президиума РАН № 27 «Основы фундаментальных исследований нанотехнологий и наноматериалов».

1. *Lee, M.* Millimeter wave mixing using plasmon and bolometric response in a double-quantum-well field-effect transistor / M. Lee, M.C. Wanke, J.L.Reno // Applied Physics Letters. 2005. V. 86. Art. No. 033501.

2. *Peralta, X.G* Terahertz photoconductivity and plasmon modes in double-quantum-well field-effect transistors / X. G. Peralta, S. J. Allen, M. C. Wanke, N. E. Harff, J. A. Simmons, M. P. Lilly, J. L. Reno, P. J. Burke, J. P. Eisenstein // Applied Physics Letters. 2002. V. 81. P. 1627–1629.

3. *Popov, V.V.* Absorption of terahertz radiation by plasmon modes in a gridgated double-quantum-well field-effect transistor / V.V. Popov, O.V. Polischuk, T.V. Teperik, X.G. Peralta, S.J. Allen, N.J.M. Horing, M.C. Wanke // Journal of Applied. Physics. 2003. V. 94. P. 3556–3562.

4. *Shaner, E.A.* Far-Infrared Spectrum Analysis Using Plasmon Modes in a Quantum-Well Transistor / E.A. Shaner, A.D. Grine, M.C. Wanke, Mark Lee, J.L. Reno, S.J. Allen // IEEE Photonics Technology Letters. 2006. V. 18. No. 18. P. 1925.

5. *Popov, V.V.* Higher-order plasmon resonances in GaN-based field-effect-transistor arrays / V.V. Popov, G.M. Tsymbalov, D.V. Fateev, M.S. Shur // International Journal of High Speed Electronics and Systems. 2007. V. 17. No. 3. P. 557–566.

6. *Popov, V.V.* Plasma Wave instability and amplification of terahertz radiation in field-effect-transistor arrays/ V.V. Popov, G.M. Tsymbalov, M.S. Shur // J. Phys.: Condens. Matter. 2008. V. 20. P. 384208.

Влияние эффекта сегрегации на туннельный ток в двух- и многобарьерных гетероструктурах InGaAs/GaAs

<u>С.В. Хазанова¹</u>, М.И. Василевский²

¹Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского, Нижний Новгород. ²Centro de Física, Universidade do Minho, Braga, Portugal. e-mail: khazanova@phys.unn.ru

При создании высокоточных и быстродействующих приборов современной наноэлектроники одной из важных задач технологии остается создание атомно-гладких резких границ в гетеросистемах. Однако физические ограничения, такие как рост островков, диффузионное размытие концентрационных профилей, продолжают быть серьезной помехой в достижении этой цели. В частности, сегрегация индия, которая наблюдается при низкотемпературном росте слоев InGaAs на GaAs методами как молекулярно-лучевой, так и газофазной эпитаксии [1, 2], приводит к "размытию" стенок квантовой ямы и, следовательно, меняет характеристики приборов.

Как известно, электронный и дырочный спектры в квантовой яме чувствительны к распределениям состава и упругих деформаций. Следовательно, можно ожидать, что размытие прямоугольного профиля приведет к заметным изменениям в расчетах туннельного тока через структуру. Ранее было показано, что на степень размытия профиля значительным образом влияет температура, скорость потока осаждаемых атомов, начальная морфология ростовой грани [3].

Одним из важнейших факторов, определяющих туннельный ток, является величина коэффициента прозрачности D(E). Таким образом, величина тока будет сильно зависеть от амплитуды и полуширины пиков D(E). В свою очередь, вероятность прохождения через структуру тесно связана с совершенством эпитаксиальных слоев. Важную роль играют параметры роста, эффективная толщина ям и барьеров, высота барьеров. Таким образом, непосредственное моделирование профиля гетероструктуры с учетом эффекта сегрегации позволяет подробно исследовать влияние параметров роста на величину туннельного тока.

Модельный рост гетероэпитаксиальной структуры осуществляется методом Монте-Карло. МКмоделирование роста, используя микроскопический подход, обеспечивает достаточно реалистичное описание поверхностной сегрегации индия при молекулярно-лучевой эпитаксии In_cGa_{1-c}As/GaAs в терминах энергии связи компонентов и параметров процесса роста [4]. Алгоритм моделирования включает в себя два процесса: осаждение на подложку атомов In и Ga и их поверхностную диффузию. Поверхностная диффузия адатомов происходит с вероятностью $h = h_0 \exp(-E_d / kT)$, где h_0 – частота колебаний адатомов (~ 10^{13} c⁻¹), *T* – температура подложки, *E_d* – энергия активации, которая определяется как энергией связи с подложкой, так и количеством латеральных связей. Вследствие реконструкции поверхности диффузия анизотропна:

$$E_{d} = E_{s} + pE_{[110]} + qE_{[1\bar{1}0]} + E_{e}, \qquad (1)$$

где E_s – энергия связи адатома с подложкой, различная для атомов Ga и In (1.3 эВ и 1.15 эВ соответственно [4]), *р* и *q* обозначают число соседей по катионной подрешетке (0, 1 или 2), а $E_{[110]}$ и $E_{[1\overline{10}]}$ – энергии их взаимодействия в направлениях [110] и [110] соответственно.

В работе моделировался гетероэпитаксиальный рост симметричной структуры, представляющей собой систему ям и барьеров. В данной работе исследовалась как двухбарьерная структура с одиночной квантовой ямой In_cGa_{1-c}As с различным составом c = 0.2-0.4, окруженной с двух сторон слоями GaAs, так и структуры с большим числом барьеров. Методика моделирования поимитировать зволяет рост как в кристаллографическом направлении [001] (ось z), так и в близком к нему в случае вицинальной подложки. Необходимо отметить, что данный способ моделирования также учитывает влияние изоморфной деформации нижележащих слоев на энергетические параметры диффузии адатомов в растущем монослое. В качестве примера на рис. 1 показаны потенциальные профили слоев, выращенных на сингулярной грани.



Рис. 1. Профили состава в двухбарьерной структуре, полученные с помощью моделирования с учетом сегрегации на подложке (001).

Как видно из рис. 1, наличие сегрегации приводит к сильному искажению прямоугольного профиля, делая его несимметричным. Рассчитанный таким образом профиль $V_c(z)$ и связанное с ним распределение деформации использовались для вычисления коэффициента прохождения в двух- и многобарьерных структурах GaAs/InGaAs/GaAs. Данные расчеты проводились на основе решения уравнения Шредингера. Коэффициент прохождения электронов рассчитывался методом матрицы рассеяния.

Целью настоящей работы также являлось показать с помощью кинетического МК-моделирования и аналитических расчетов, как параметры роста влияют на профили концентрации In в слоях $In_cGa_{1-c}As/GaAs$. Результаты исследований дают возможность проследить тенденцию изменения особенностей коэффициента прозрачности, а следовательно, и туннельного тока как от толщины слоев гетероструктуры, так и от параметров роста. Результат прохождения частиц через данную структуру показан на рис. 2.



Рис. 2. Зависимость коэффициента прохождения от энергии туннелирующих электронов, рассчитанная с учетом и без учета эффекта сегрегации для различных температур роста.

Полученные результаты свидетельствуют о том, что даже небольшое отклонение профиля от

прямоугольного приводит к значительным изменениям в величине коэффициента прохождения.

Как известно, учет эффекта сегрегации в слоях In_cGa_{1-c}As приводит к заметному искажению потенциального профиля ям и барьеров, а следовательно, к изменению положения уровней в квантовой яме. Аналогично мы видим, что наличие сегрегации приводит к заметному энергетическому сдвигу пиков в коэффициенте прохождения. Отметим также, что усиление сегрегации, связанное с увеличением температуры роста, приводит к значительному уширению пиков. Таким образом, можно сделать вывод о возможном ослаблении туннельного тока и отклонении вольт-амперных характеристик от значений, приведенных для структур с резкими границами. Необходимо отметить также, что на результаты вычислений оказывают влияние флуктуации состава.

Подобные расчеты могут служить методом диагностики качества гетерограниц в структурах, выращиваемых для оптоэлектронных приборов.

1. Schowalter M., Rosenauer A., and Gerthsen D. // Appl. Phys. Lett. 88, 111906 (2006).

2. Дроздов Ю.Н., Байдусь Н.В., Звонков Б.Н. и др. // ФТП, **37**, 203 (2003).

3. Хазанова С.В., Василевский М.И. // Материалы XII Международного симпозиума по нанофизике и наноэлектронике, Нижний Новгород, С. 509–510 (2008).

4. Grandjean N., Massies J., and Leroux M. // Phys. Rev. B, **53**, 998 (1996).

5. Kratzer P., Penev E., and Scheffler M. // Appl. Phys. A, 75, 79 (2002).

Электрическая спинтроника: управление спином и зарядом в двойной квантовой яме со спин-орбитальным взаимодействием

Д.В. Хомицкий¹, Е.Я. Шерман²

¹ Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского, пр. Гагарина, 23, 603950 Нижний Новгород.
² Department of Physical Chemistry, Universidad del Pa'is Vasco, Bilbao, Spain, and IKERBASQUE Basque Foundation for Science, Bilbao, Bizkaia, Spain.

e-mail: khomitsky@phys.unn.ru

Задача о совместном управлении зарядовыми и спиновыми степенями свободы является одной из наиболее актуальных тем как в фундаментальной, так и в прикладной физике наноструктур. Понимание физических механизмов связанной эволюции заряда и спина необходимо для создания принципиально новых приборов на основе низкоразмерных полупроводниковых структур. Одним из кандидатов здесь являются системы со спин-орбитальным взаимодействием (СОВ), для которых даже в сравнительно простых конфигурациях, таких как одноэлектронные квантовые точки, можно наблюдать нетривиальную динамику заряда и спина, причем управление этой динамикой может осуществляться с помощью одного лишь переменного электрического поля [1-3]. Недавние исследования динамики в структурах на основе GaAs с учётом СОВ Дрессельхауза, представляющих собой широкие и глубокие двойные квантовые ямы с высоким барьером, туннелирование через который сильно подавлено, обнаружили нетривиальную эволюцию заряда и спина в переменном электрическом поле, в том числе в ряде режимов близкую с хаотической как для заряда, так и для спина [4].

В представляемом докладе описывается исследование квантовой динамики спиновых и пространственных наблюдаемых на примере двойной квантовой ямы на основе GaAs, характеризующейся менее широким и высоким барьером, обеспечивающим эффективное туннелирование. Такая структура моделирует систему двух взаимодействующих квантовых точек, где учитываются вклады в СОВ от слагаемых Рашба и Дрессельхауза, а также различные режимы внешнего электрического поля в качестве управляющего воздействия. В гамильтониане H_0 одномерной системы с двойной квантовой ямой с потенциалом $U(x)=U_0(-2(x/d)^2 +$ $(x/d)^4$) с высотой барьера между ними $U_0=10$ мэВ и расстоянием между их центрами $2d = 50\sqrt{2}$ нм мы учитываем наличие СОВ Дрессельхауза в форме $\beta \sigma_x p_x$ и СОВ Рашба в виде $\alpha \sigma_y p_x$ (всюду $\hbar = 1$), а также постоянное магнитное поле H_z , т.е.

$$H_0 = \frac{p_x^2}{2m} + U(x) + \frac{1}{2}g\mu_B\sigma_z H_z + (\alpha p_y + \beta p_x)\sigma_x.$$

Внешнее воздействие в форме переменного электрического поля E(t) определяет возмущающую часть гамильтониана V = -eE(t)x для полного гамильтониана задачи $H = H_0+V$. Мы исследуем эволюцию системы в базисе 2-компонентных спиноров $\psi_n(x)$ гамильтониана H_0 с уровнями энергии E_n . В этом представлении от уравнения Шрёдингера для функции

$$\psi(x,t) = \sum_{n} c_{n}(t) \exp(-iE_{n}t/\hbar)\psi_{n}(x)$$

мы переходим к системе уравнений эволюции для коэффициентов $c_n(t)$, ограничивая размер базиса в численных расчётах реально вовлекаемым в динамику числом уровней E_n .

Рассчитанная эволюция спинорной волновой функции под действием внешнего поля позволяет изучить динамику всех представляющих интерес физических величин, в особенности плотности вероятности

$$\rho(x,t) = \psi^+(x,t)\psi(x,t)$$

и распределения любой спиновой проекции

$$S_i(x,t) = \psi^+(x,t)\sigma_i\psi(x,t),$$

которые могут быть измерены в экспериментах. Мы исследуем также динамику этих величин, проинтегрированных по области одной из квантовых ям. Так, для наблюдаемых в правой яме мы получим

$$\rho_R(t) = \int_0^\infty \rho(x,t) \, dx \cdot S_{iR}(t) = \int_0^\infty S_i(x,t) \, dx.$$

Мы рассматривали различные режимы эволюции этих наблюдаемых с начальными условиями, отвечающими волновому пакету в левой яме с проекцией спина вверх или вниз. Наиболее интересной с практической точки зрения является эволюция под действием короткого (продолжительностью 3...12 ps) и мощного (E₀ ~ 2.4 кВ/см) импульса электрического поля, когда возможен переброс частицы в соседнюю яму с одновременным переворотом спина, как это видно на рис. 1. Можно сделать вывод, что достаточно мощный короткий импульс с небольшим омическим выделением тепла в структуре обеспечивает возможность управляемого переворота спина при межъямном перебросе волнового пакета, если в системе есть достаточно сильное СОВ.

Кроме интегральных характеристик представляет интерес и более детальное пространственное распределение плотности заряда и спина. На рис. 2 показан контурный график спиновой плотности $S_z(x, t)$ в области обеих ям при воздействии электрическим импульсом с $E_0 = 2.4$ кВ/см и T = 12 пс, когда начальное состояние имеет про-

екцию спина, направленную вниз. В этом случае, как показывает рисунок, происходит эффективный переворот спина на малых временах. Комбинация процессов туннелирования, переброса и переворота спина в присутствии СОВ приводит здесь к картине эволюции, при которой достаточно чётко выражены максимумы спиновой плотности в области центров квантовых ям, а временная эволюция носит квазипериодический характер с частотами, определяемыми геометрией структуры и величиной СОВ.



Рис. 1. Эволюция плотности заряда (сверху) и проекций спина в правой яме под действием короткого (T = 3 пс) и более длинного (T = 12 пс) мощного ($E_0 = 2.4$ кВ/см) электрического импульса, когда начальное состояние со спином вверх было в левой яме. Видна возможность управляемого переворота спина при межъямном перебросе волнового пакета.



Рис. 2. Контурный график спиновой плотности $S_z(x, t)$ в двойной квантовой яме при воздействии электрическим импульсом с $E_0 = 2.4$ кВ/см и T = 12 пс для начального состояния со спином вниз. Достигается эффективный переворот спина на малых временах при осуществлении переброса между ямами.

Полученные результаты свидетельствуют о существенном взаимном влиянии процессов межъямного переброса и спиновой динамики, управление которыми внешним электрическим полем может быть успешно реализовано в существующих классах наноструктур с сильным СОВ.

Работа поддержана (Д.В.Х.) программой РНП Минобрнауки РФ (проекты 2.1.1.2686, 2.1.1.3778, 2.2.2.2/4297, 2.1.1/2833), грантом РФФИ 09-02-1241-а и грантом Президента РФ для молодых кандидатов наук МК-1652.2009.2, а также (Е.Я.Ш.) грантом GIU07/40 Университета Страны Басков UPV/EHU.

1. Rashba, E.I. Orbital Mechanisms of Electron-Spin Manipulation by an Electric Field / E.I. Rashba and Al.L. Efros // Phys. Rev. Lett. 2003. V. 91, N 12. P. 126405-1 – 126405-4.

 Rashba, E.I. Theory of electric dipole spin resonance in quantum dots: Mean field theory with Gaussian fluctuations and beyond / E.I. Rashba // Phys. Rev. B 2008. V. 78, № 19. P. 195302-1 – 195302-15.
 Nowack, K.C. Coherent Control of a Single Electron

3. *Nowack, K.C.* Coherent Control of a Single Electron Spin with Electric Fields / K.C. Nowack et al. // Science 2007. V. 318. P. 1430–1433.

4. *Khomitsky*, *D.V.* Nonlinear spin-charge dynamics in a driven double quantum dot / D.V. Khomitsky and E.Ya. Sherman // Phys. Rev. B 2009. V. 79, \mathbb{N} 24. P. 245321-1 – 245321-6.

Полупроводниковые смесители субмиллиметрового диапазона с фононным каналом охлаждения двумерных электронов

Е.Л. Шангина¹, К.В. Смирнов¹, Д.В. Морозов¹, В.В. Ковалюк¹, А.А. Веревкин¹, Г.М. Чулкова¹, Г.Н. Гольцман¹, А.И. Торопов²

¹ Московский педагогический государственный университет, ул. М. Пироговская, 1, Москва. ² Институт физики полупроводников СО РАН, пр. академика Лаврентьева, 13, Новосибирск.

e-mail: shangina@rplab.ru

Смесители миллиметрового и субмиллиметрового диапазона, работающие в системах радиотелескопических наблюдений наземного, авиационного, баллонного и космического базирования, позволяют детектировать реликтовое излучение Вселенной. Сверхпроводниковые смесители на основе Nb используются также в телекоммуникационных системах, установках квантовой криптографии, детектирования терагерцового излучения квантовых каскадных лазеров, диагностике процессов в плазме [1]. Предельная ширина полосы преобразования в таких смесителях ограничена возможностями технологии. Преодолеть эти ограничения позволяет использование AlGaAs/GaAsсмесителей на эффекте разогрева двумерного электронного газа [2]. Полупроводниковые смесители характеризуются также достаточно низкими мощностью гетеродина и коэффициентом потерь преобразования. Для структуры с концентрацией $n_s = 3 \cdot 10^{11} \text{см}^{-2}$ и подвижностью электронов μ =2.3·10⁵см²/В·с при *T*=77 К эти параметры составляют 0.2 мкВт и 13 дБ соответственно [3].

Нами выполнены измерения полосы преобразования f_{3dB} смесителей AlGaAs/GaAs с двумерными электронами методом субмиллиметровой спектроскопии с высоким временным разрешением до 10^{-11} с. Измерения проводились в диапазоне температур $T=1.5\div50$ К, магнитных полей $B=0\div4$ Тл на структурах с двумерным электронным газом с различной подвижностью $\mu=(0.33\div7.5)\cdot10^5$ см²/В·с и концентрацией $n_s=(1.6\div6.6)\cdot10^{11}$ см⁻². Параметры исследованных образцов представлены в таблице.

№ образца	$n_s, 10^{11} \mathrm{cm}^{-2}$	μ ,10 ⁵ cm ² /B·c	<i>f_{3dB}</i> , МГц
N1	1.6	1.28	250
S1	2.0	5.0	250
10K	3.9	1.2	180
Nd1	4.2	7.5	180
1615	4.7	0.55	160
Go	5.5	2.8	160
2Go	6.6	0.33	150

Параметры структур с двумерным электронным газом

Экспериментально обнаружены осцилляции полосы преобразования структур в магнитном поле, обусловленные изменением условий неупругого рассеяния электронов на уровне Ферми [4]. Измерена температурная зависимость полосы преобразования смесителей и идентифицированы основные механизмы энергетической релаксации горячих электронов. Показано, что основным механизмом неупругого рассеяния в области температур менее 3 К является пьезоэлектрическое взаимодействие, при $T=10\div21$ К преобладает релаксация на деформационном потенциале акустических фононов. При более высоких температурах полоса преобразования смесителей определяется рассеянием на оптических фононах [5].

Установлено, что полоса преобразования не зависит от подвижности электронов, определяясь только их концентрацией. Экспериментально наблюдается тенденция расширения полосы преобразования f_{3dB} в структурах с меньшей концентрацией: $f_{3dB} \sim n_s^{-0.5}$ (рис.1) в диапазоне $n_s = (1.6 \div 6.6) \cdot 10^{11}$ см⁻² при T = 4.2 К [6].



Рис. 1. Зависимость полосы преобразования f_{3dB} от концентрации носителей n_s для структур с двумерным электронным газом AlGaAs/GaAs. Сплошной линией показана зависимость $f_{3dB} \sim n_s^{-0.5}$.

Рассчитаны параметрические зависимости полосы преобразования смесителей с двумерным электронным газом от температуры и концентрации носителей. Обнаружено хорошее совпадение экспериментальной и расчетной зависимостей полосы преобразования в области малоуглового рассеяния.

Исследована зависимость коэффициента потерь преобразования смесителей L от полной поглощенной мощности, приходящейся на один электрон, и подвижности электронов в структурах. Установлено, что одинаковое значение коэффициента потерь преобразования реализуется для смесителей с различной подвижностью при разной степени разогрева двумерного электронного газа; для смесителя с низкой подвижностью требуется значительно большая поглощенная мощность [3].

При выборе рабочей точки смесителя, определяемой необходимостью согласования сопротивления структуры с сопротивлением тракта промежуточной частоты и постоянством мощности гетеродинного источника, потери преобразования зависят от температурной зависимости сопротивления смесителя. С учетом постоянной концентрации двумерных электронов в области исследованных температур потери преобразования определяются температурной зависимостью подвижности носителей. На рис. 2 представлены температурные зависимости подвижности электронов µ в образце № 1615 и ее производной первого порядка по температуре $d\mu/dT$. Наибольшее значение $d\mu/dT$ и, соответственно, минимальная величина L достигается при Т≈140 К. Для получения минимально возможного коэффициента потерь преобразования в смесителях с более высокой подвижностью требуется меньшая мощность гетеродинного источника [3].

Для согласования с миллиметровым и субмиллиметровым излучением смесители сопрягались с планарной спиральной антенной, имеющей полосу 100–600 ГГц. Полученная при помощи оптического микроскопа фотография смесителя и интегрированной с ним антенны представлена на рис. 3, *а*. На рис. 3, *б* показана фотография центрального участка смесителя, сделанная на сканирующем электронном микроскопе. 1. Semenov, A.D. Hot-electron effect in superconductors and its applications for radiation sensors / A.D. Semenov, G.N. Goltsman, R. Sobolewski. // Superconductor Science and Technology. 2002. V.15, № 4. P. R1–R16.

2. *Lee, M.* Wide bandwidth millimeter wave mixer using a diffusion cooled two-dimensional electron gas / Mark Lee, L. N. Pfeiffer, K. W. West, K. W. Baldwin // Applied Physics Letters. 2001. V.78, № 19. P. 2888–2890.

3. Морозов, Д.В. Миллиметровый/субмиллиметровый смеситель на основе разогрева двумерного электронного газа в гетероструктуре AlGaAs/GaAs с фононным каналом охлаждения / Д.В. Морозов, К.В. Смирнов, А.В. Смирнов и др. // Физика и техника полупроводников. 2005. Т. 39, вып. 9. С. 1117–1121.

4. Смирнов, К.В. Энергетическая релаксация двумерных электронов в области квантового эффекта Холла / К.В. Смирнов, Н.Г. Птицина, Ю.Б. Вахтомин и др. // Письма в ЖЭТФ. 2000. Т. 71, вып.1. С. 47–52.

5. Гольцман, Г.Н. Электрон-фононное взаимодействие в двумерном электронном газе полупроводниковых гетероструктур при низких температурах / Г.Н. Гольцман, К.В. Смирнов // Письма в ЖЭТФ. 2001. Т. 74, вып. 9. С. 532–538.

6. Шангина, Е.Л. Концентрационная зависимость полосы преобразования смесителей субмиллиметрового диапазона на основе наноструктур AlGaAs/GaAs / Е.Л. Шангина, К.В. Смирнов, Д.В. Морозов и др. // Известия РАН. Серия физическая. 2010. Т. 74, № 1. С. 110–112.



Рис. 2. Температурные зависимости: *а* – подвижности электронов µ; *б* – производной первого порядка подвижности по температуре *dµ/dT*. Образец № 1615



Рис. 3. Изображения центральной части смесителя, интегрированного со спиральной антенной. $a - \phi$ отография в оптическом микроскопе, $\delta - \phi$ отография в сканирующем электронном микроскопе

Поверхностная энергия III-V соединений и нелинейные эффекты роста полупроводниковых нитевидных нанокристаллов

Н.В. Сибирев¹, Г.Э. Цырлин^{1,2,3}, А.Д. Буравлёв^{1,3}, М.В. Назаренко¹, Ю.Б. Самсоненко^{1,2,3}, М.А. Тимофеева⁴, В.Г. Дубровский^{1,3}

¹ Санкт-Петербургский Академический университет – Научно-образовательный центр нанотехнологий РАН, ул. Хлопина, 8/3, Санкт-Петербург.

²Институт аналитического приборостроения РАН, 190103, Рижский пр., 26, Санкт-Петербург.

³Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, 194021, Политехническая ул., 26, Санкт-Петербург.

⁴Санкт-Петербургский государственный политехнический университет, 195251, Политехническая ул., 26,

Санкт-Петербург.

e-mail: nicksibirev@yandex.ru

Нитевидные нанокристаллы (ННК) – непланарные кристаллы диаметром несколько десятков нанометров и длиной, во много раз превосходящей диаметр. Полупроводниковые ННК являются практически одномерными объектами, поэтому обладают целым рядом уникальных физических свойств, что делает их привлекательным для различных приложений [1].

Как известно, полупроводниковые соединения A3B5 (за исключением нитридных) в объёмной фазе имеют кубическую структуру типа цинковой обманки (ZB). Тем не менее широко наблюдается образование ННК АЗВ5 соединений в гексагональной вюрцитной фазе (WZ) [1-3]. Разница скоростей роста ZB- и WZ-фаз связана с разной высотой барьеров нуклеации для зародышей разных кристаллических фаз. ННК кристаллизуются преимущественно в той фазе, где скорость роста выше. Высота барьера нуклеации двухмерного зародыша определяется значениями поверхностных энергий на границах «пар – жидкость», «пар – кристалл» и «жидкость - кристалл». Поэтому построение теоретических моделей поверхностной энергии различных граней III-V ННК является весьма актуальной задачей. В настоящей работе рассматривается макроскопическая модель поверхностной энергии, приводятся численные оценки поверхностных энергий для различных граней, а также характерные значения критического радиуса, ниже которого следует ожидать преимущественное формирование гексагональной вюрцитной фазы III-V ННК.

Рассматриваемая модель основана на представлениях об идеальной кристаллической решетке [4, 5]. Упрощенный вариант модели использовался ранее в работе [4]. Рассмотрим поверхность кристалла, возникающую при его разделении на две части плоским сечением, параллельным одной из кристаллических граней. Отношение энергии (*E*), затраченной на такое разделение, к площади (*S*) образовавшейся поверхности равно значению удельной поверхностной энергии для данной грани $\gamma = E/S$ [6].

Для оценки энергии разделения *E* воспользуемся приближением ближайших соседей [4, 6]: будем считать, что энергия, затраченная на отрыв атомов, равна энергии оборванных связей на новой поверхности. Реконструкция поверхности при этом не учитывается. Предполагаем, что существенны только связи с первыми и вторыми ближайшими соседями, лежащими в первой и второй координационной сфере соответственно (см. рис. 1). В рамках данных приближений нетрудно записать выражение для энергии обрыва связей, проходящих через данную плоскость поверхности, в виде $E=n_1\phi_1+n_2\phi_2$.

Здесь n_1 и n_2 – число первых и вторых соседей, а ϕ_1 и ϕ_2 – соответствующие энергии взаимодействия между первыми и вторыми ближайшими соседями. Таким образом, для расчета поверхностной энергии грани по формулам достаточно знать число оборванных связей между соседями первого и второго порядка, приходящихся на единицу площади грани. Для определения величин ϕ_1 и ϕ_2 мы использовали экспериментальные данные по поверхностным энергиям граней (100), (110) и (111) кубических кристаллов. Так как расстояния между первыми и вторыми ближайшими соседями для кубической и гексагональной решёток совпадают, энергии ϕ_1 и ϕ_2 для обеих фаз считались одинаковыми, что позволило нам определить поверхностные энергии гексагональных ННК и определить критические радиусы [7].

Критические радиусы

Материал	SL	ZB	WZ	<i>ψ</i> , мэВ	T,°C	<i>R</i> _c , нм
GaAs					450	45.5
	0.5	0.5 1.8 1.	13	1.3 24	500	38.8
	0.5		1.5		550	33.7
					600	29.7
InAs	0.4	1.2	0.9	11	400	73.2
GaP	0.7	2.4	1.8	18	550	6.8
InP	0.3	1.6	1.2	7	400	69.4

В работе была развита кинетическая модель, сформулированная ниже для случая МПЭ роста ННК, учитывающая адсорбцию на поверхности капли, испарение с поверхности капли, рост неактивированной поверхности, диффузионный поток адатомов на вершину ННК с поверхности подложки и боковых стенок ННК [8, 9]. На основе развитой модели было получено нелинейное уравнение на скорость роста ННК [9]:

$$\frac{dL}{dH} = \frac{BU(L/\lambda_f) + C}{U'(L/\lambda_f)} + A.$$
 (1)

Здесь L – длина ННК, H – эффективное количество осаждённого материала, λ_f – диффузионная длина пробега на боковой грани, коэффициент B описывает диффузионный поток из атомов, осевших на боковой стенке, C – диффузионный поток с поверхности подложки, A – адсорбцию, десорбцию и боковой рост, $U(x)=\sinh(x)+v(\cosh(x)-1)$.

Исследуя уравнение (1), можно выделить различные режимы роста ННК (см. качественную иллюстрацию на рис. 1):

1) dL/dH > 0 для любого *L*. ННК любой начальной длины растут;

2) уравнение dL/dH = 0 имеет два положительных корня $L_a < L_r$ и B > 0. Здесь L_a – притягивающая критическая точка (аттрактор), а L_r – отталкивающая критическая точка. В данном случае короткие ННК с $L_0 < L_a$ достигают предельной длины L_a и прекращают рост. Длинные ННК с $L_0 > L_r$ растут неограниченно. ННК с начальной длиной между L_a и L_r будут испаряться, пока не достигнут длины L_a ;

3) B < 0, A+C > 0 уравнение dL/dH = 0 имеет один корень L_a . Под всеми каплями образуются ННК длиной L_a ;

4) A+C < 0, B > 0, уравнение dL/dH = 0 имеет один корень L_r . Короткие ННК с $L_0 < L_r$ исчезают, а длинные ННК с $L_0 > L_r$ растут неограниченно;

5) B < 0 и уравнение dL/dH=0 имеет два положительных корня $L_r < L_a$. Короткие ННК с $L_0 < L_r$ исчезают. Длина ННК с $L_0 > L_r$ асимптотически стремится к L_a ;

6) B < 0 и уравнение dL/dH=0 не имеет положительных корней. В этом режиме формирование ННК невозможно, то есть роста из капель на поверхности подложки не происходит, а имеющиеся на поверхности ННК распадаются.

Таким образом, построенная теоретическая модель позволяет сделать следующие выводы относительно кинетики роста ННК на этапе:

а) В случае осаждения на поверхность с каплями ННК либо не растут совсем, либо достигают конечной предельной длины, либо растут неограниченно. Указанные режимы определяются радиусом ННК и условиями осаждения.

б) В зависимости от радиуса, начальной длины ННК и условий осаждения возможны шесть режимов роста, что объясняется квадратичной нелинейностью полученного кинетического уравнения и возможностью изменения знака всех его коэффициентов.

в) В случае осаждения на поверхность с изначально существующими ННК данной длины (например, выращенными при других условиях осаждения), в зависимости от значения их начальной длины, ННК фиксированного радиуса либо растут неограниченно, либо исчезают, либо достигают конечной предельной длины.

г) Выращивание «затравочных» ННК определенной длины в некоторых случаях позволяет осуществлять их дальнейший рост при условиях, в которых рост из капель невозможен.



1. Дубровский В.Г. Теория формирования эпитаксиальных наноструктур. М. : Физматлит, 2009. – 352 с.

2. *Harmand J.C.* Analysis of vapor-liquid-solid mechanism in Au-assisted GaAs nanowire growth / J.C. Harmand, G. Patriarche, N. Péré-Laperne, M.-N. Mérat-Combes, L. Travers, and F. Glas // Appl. Phys. Lett. 2005. V. 87. P. 203101.

3. Сошников, И.П. Атомная структура нитевидных нанокристаллов GaAs, выращенных методом молекулярно-пучковой эпитаксии / И.П. Сошников, Г.Э. Цырлин, А.А. Тонких, Ю.Б. Самсоненко, В.Г. Дубровский, В.М. Устинов, О.М. Горбенко, D. Litvinov, D. Gerthsen // ФТТ. 2005. Т. 47, вып. 12. С. 2121–2126.

4. Портнов В.Н. Возникновение и рост кристаллов / В.Н.Портнов, Е.В.Чупрунов. М.: Физматлит. 2006. 328 с.

5. Шаскольская М. П. Кристаллография. М. : Высшая школа. 1984. 376 с.

6. *Dubrovskii V.G.* Growth thermodynamics of nanowires and its application to polytypism of zinc blende III-V nanowires / V.G. Dubrovskii, N.V. Sibirev // Phys. Rev. B, 2008. 77. P. 035414.

7. Назаренко М.В. Скорость роста и кристаллическая фаза нитевидных нанокристаллов / М.В.Назаренко, Н.В.Сибирев, В.Г.Дубровский // Материалы XIV симпозиума «Нанофизика и наноэлектроника». Н.Новгород: ИФМ РАН, 2010.

8. Дубровский, В.Г. Нелинейные эффекты при росте полупроводниковых нитевидных нанокристаллов / В.Г. Дубровский, Н.В. Сибирёв, М.А. Тимофеева // ФТП. 2009. Т. 43, вып. 9. С. 1267–1284.

9. *Dubrovskii*, *V.G.* "Role of nonlinear effects in nanowire growth and crystal phase/ V.G. Dubrovskii, N.V. Sibirev, G.E. Cirlin, A.D. Bouravleuv, Yu.B. Samsonenko, D.L. Dheeraj, H. L. Zhou, C. Sartel, J.C. Harmand, G. Patriarche, and F. Glas // Phys. Rev. B, 2009, V. 80. P. 205305.

Методы управления функцией распределения наночастиц по размерам

В.Г. Дубровский^{1,2}, Н.В. Сибирев¹, М.В. Назаренко¹

¹Санкт-Петербургский Академический университет РАН, ул. Хлопина, 8/3, Санкт-Петербург. ²Физико-технический институт им. А.Ф.Иоффе РАН, ул. Политехническая, 26, Санкт-Петербург. e-mail: dubrovskii@mail.ioffe.ru

Во многих задачах физики и технологии наноструктур, наноэлектроники и нанофотоники требуется создавать ансамбли наночастиц с контролируемой морфологией: размером, концентрацией, разбросом по размерам и т.д. Типичным примером являются эпитаксия полупроводниковых наноструктур, например квантовых точек (КТ) [1] или нитевидных нанокристаллов (ННК) [2]. В эпитаксиальных нанотехнологиях управление параметрами ансамблей наночастиц осуществляется за счет контролируемого изменения условий осаждения [3]. К ним относятся: температура поверхности, скорость и эффективная толщина осаждения, а также соотношение потоков (в случае бинарных или тройных соединений). Наиболее детальную информацию о системе дает функция распределения по размерам наночастиц.

Большинство наночастиц и наноструктур (в частности – эпитаксиальные наноструктуры) создаются в результате нуклеации и роста зародышей в некоторой метастабильной среде. В случае поверхностных 2D- или 3D-островков такой средой является либо двумерная система адатомов, либо смачивающий слой [3]. Полупроводниковые ННК при росте по механизму «пар – жидкость – кристалл» образуются в результате кристаллизации пересыщенного раствора полупроводникового материала с металлическим катализатором роста [2]. Метастабильность среды изменяется во времени как в результате внешней накачки, так и за счет потребления мономеров растущими наночастицами. Поэтому система кинетических уравнений теории нуклеации [3-5] содержит два уравнения: дифференциальное кинетическое уравнение (КУ) для функции распределения наночастиц по размерам и интегральное уравнение материального баланса для пересыщения. При степенных зависимостях скорости роста наночастицы от числа атомов в ней и общего числа атомов в системе от времени уравнения теории нуклеации в закритической области размеров имеют вид [5] (-)

$$\partial_z f(\rho, z) = -\partial_{\rho} [f(\rho, z) - \frac{\phi(z)}{m\rho^{m-1}} \partial_{\rho} f(\rho, z)],$$

$$(t/t_{\infty})^q = \varsigma + \frac{1}{n_{eq}} \int_0^{\infty} d\rho \rho^m f(\rho, z).$$
(1)

Здесь $\rho = i^{1/m}$ – инвариантный размер, m – индекс роста, *z* – наиболее вероятный размер (отвечающий максимуму функции распределения), удовлетворяющий уравнению $dz/dt = \zeta/\tau$ нулевым начальным условием в точке максимума пересыщения, $\varphi(z) = 1/2 + 1/\zeta(z)$, q – индекс потока, t_{∞} – макроскопическое время, характеризующее скорость накачки и τ – микроскопическое время роста наночастии. Аналитическое или численное решение уравнений (1) при известных начальных и граничных условиях и материальных константах системы позволяет определить функцию распределения $f(\rho, z)$ и зависимость от времени среднего размера z(t).

Нами были проведены аналитические исследования функции распределения наночастиц по размерам для различных систем: двумерных островков на поверхности, КТ в системах InAs/GaAs и Ge/Si, нанокапель в парогазовых смесях. В частности, был установлен новый результат [5]: функция распределения на стадии роста наночастиц имеет вид гауссиана с увеличивающейся во времени дисперсией

$$g(\rho, z) = \frac{N}{\sqrt{2\pi\psi(z)}} \exp\left[-\frac{(\rho - z)^2}{2\psi(z)}\right],$$
$$\frac{d\psi}{dz} = \frac{2\varphi(z)}{mz^{m-1}}; \ \psi(z_0) = \psi_0.$$
(2)

Здесь ψ_0 – дисперсия распределения по окончании короткой стадии нуклеации, Z_0 – соответствующий средний размер. Уравнения (2) справедливы для гауссовой аппроксимации начального распределения. В общем случае распределение на стадии роста есть свертка начального распределения с расплывающимся гауссианом вида (2).

На основе проведенных исследований [5, 6] были рассмотрены различные методы управления функцией распределения по размерам наночастиц. Первым методом является ранняя остановка источника накачки при докритическом значении идеальной метастабильности $\Phi_0 = (t_0/t_\infty)^q$ (прекращение осаждения с последующей экспозицией в потоке мышьяка в случае InAs/GaAs KT). На рис. 1 представлены типичные распределения при различных Φ_0 . Уменьшение количества материала приводит к асимметрии функции распределения и кардинальному снижению плотности наночастиц. В частности, осаждение InAs на поверхность GaAs(100) при докритических толщинах осаждения 1.3-1.5 монослоя [7] позволяет уменьшить плотность КТ до значений ~ 10^7 см⁻². Докритические InAs КТ демонстрируют яркую фотолюминесценцию и однофотонный характер излучения [8], что может быть использовано для создания устройств квантовой информатики и криптографии.



Рис. 1. Переход от узкого симметричного спектра размеров закритических наночастиц (при $\Phi_0=3$) к широкому ассимметричному распределению в докритической области (при $\Phi_0=3$) на примере 2D-островков.

Вторым методом управления морфологией (закритических) наночастиц является изменение условий внешнего потока. В частности, для КТ Странского - Крастанова увеличение скорости осаждения и уменьшение температуры поверхности при МПЭ приводит к уменьшению размеров КТ и увеличению их плотности [9]. На рис. 2 приведены теоретические и экспериментальные зависимости доминирующей длины волны излучения от двух монослойных ансамблей InAs KT, выращенных методом МПЭ при двух различных температурах и скоростях осаждения InAs в диапазоне 0.01-0.1 МС/с. Данные результаты наглядно демонстрируют возможности управления морфологией (а значит - и оптическими свойствами КТ) за счет контролируемого изменения условий роста.



Рис. 2. Зависимости положения максимума линии ФЛ при *T*=440 и 485 °C от скорости осаждения *V*. На вставке показан спектр ФЛ при *T*=485 °C и *V*=0.01 MC/c.

Третьим методом управления функцией распределения наночастиц является изменение зависимости скорости роста от размера частиц. Примером может служить переход от баллистического к диффузионному режиму роста [5]. Как показано в [5, 6], увеличение индекса роста *m* приводит к уменьшению флуктуационного расплывания спектра, следовательно к улучшению однородности распределения. Напротив, при уменьшении *m* спектр расплывается все быстрее, что позволяет создавать очень широкие распределения для некоторых приложений. Асимптотический анализ [5] позволяет выделить области расплывания и инвариантности спектра во времени, а также условия наступления стадии оствальдовского созревания (OC). Соответствующие результаты иллюстрируются ростовой диаграммой на рис. 3.



Рис. 3. Критические кривые на плоскости (m, q). Область расплывания спектра лежит ниже кривых q=m и $q_c=m/(m-1)$; в области выше кривой $q_{min}=m/(m+1)$ спектр расплывается медленнее, чем *z*. Пунктиром показаны критические кривые для двумерных (d=2) и трехмерных (d=3) зародышей, ниже которых наблюдается стадия ОС.

1. *Bimberg D., M. Grundmann, N.N. Ledentsov.* Quantum dot heterostructures. New York: Wiley, 1999.

2. Дубровский В.Г., Г.Э. Цырлин, В.М. Устинов // ФТП 43, 1585 (2009).

3. Дубровский В.Г. Теория формирования эпитаксиальных наноструктур. М.: Физматлит, 2009.

4. *Kashchiev D.* Nucleation: Basic Theory with Applications. Butterworth Heinemann, Oxford, 2000.

5. Dubrovskii V.G. // J. Chem. Phys. 131, 164514 (2009).

6. Dubrovskii V.G., M.V. Nazarenko // J. Chem. Phys. [submitted].

7. Dubrovskii V.G. et al. // J. Cryst. Growth, 267, 47 (2004).

8. Perinetti U. et al. // Appl. Phys. Lett. 94, 163114 (2009).

9. Dubrovskii V.G., G.E. Cirlin, and V.M. Ustinov // Phys. Rev. B, 68, 075409 (2003).

Зарождение и рост hut-кластеров Ge на поверхности Si(001) при низких температурах

Л.В. Арапкина, В.А. Юрьев, К.В. Чиж, В.А. Чапнин

Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН, ул. Вавилова, 38, Москва. e-mail: <u>arapkina@kapella.gpi.ru</u>

Зарождение и рост hut-кластеров Ge исследовались методом сканирующей туннельной микроскопии. Осаждение Ge осуществлялось в установке молекулярно-лучевой эпитаксии Riber EVA32 при температуре подложки 360 °C. Подробности об условиях подготовки чистой поверхности Si(001) и осаждении атомов Ge приведены в статьях [1,2]. В ходе работы исследовались образцы с толщинами слоев атомов Ge (h_{Ge}) от 3 до 14 Å. СТМ-исследования проводились на микроскопе GPI-300, соединенном с ростовой камерой.

В результате СТМ-исследований установлено, что основным типом квантовых точек Ge. образующихся при данной температуре роста, являются hut-кластеры. Проведена классификация hutкластеров Ge [2]. Выделены две их основные формы: кластеры в виде пирамид и удлиненные кластеры с основанием в виде прямоугольника - кластеры клиновидной формы. Последний вид hutкластеров является преобладающим. Плотность пирамидальных hut-кластеров экспоненциально падает с ростом значения h_{Ge}. В таблице представлены данные о концентрации и размерах hutкластеров для разных значений h_{Ge}. Установлено, что заметное увеличение концентрации hutкластеров происходит при значении $h_{\rm Ge} \sim 5.4$ Å (3,9 МС). На начальной стадии роста преобладающим типом являются hut-кластеры клиновидной формы. Затем по мере увеличения значения $h_{\rm Ge}$ увеличивается концентрация кластеров в виде пирамид, при больших значениях h_{Ge} преобладающим типом hut-кластеров опять становятся кластеры клиновидной формы. Особенностью hutкластеров клиновидной формы является ограничение по высоте, предельное значение которой определяется температурой роста. Ниt-кластеры в форме пирамиды при бо́льших значениях h_{Ge} всегда характеризуются большим значением высоты. При высоких значениях h_{Ge} зарегистрировано зарождение второй фазы hut-кластеров, покрывающих всю поверхность смачивающего слоя. Исследованы особенности стадии разращивания hutкластеров, которое наблюдается при больших значениях $h_{\rm Ge}$ незадолго до перехода от трехмерного роста к двумерному росту толстого слоя Ge. В процессе разращивания наблюдается большое разнообразие форм hut-кластеров клиновидной формы. Их классификация и особенности разращивания пирамидальных hut-кластеров обсуждаются в работе [2].

На hut-кластерах большого размера исследовано строение граней $\{105\}$ (рис. 1). Характерное расстояние в направлении <001> (вдоль ребра основания) составляет ~ 10,5 Å, а в направлении от основания к вершине ~ 14 Å. Грань образована некоторой структурной единицей, расположение которой меняется при переходе с одной ступени на другую в направлении от основания к вершине точки. Предложена структурная модель грани, основанная на утверждении, что ограненный плоскостями типа {105} hut-кластер состоит из последовательно расположенных террас (001). На свободных выходах плоскостей {100} мы можем наблюдать «остатки» димерных рядов. При переходе со ступени на ступень происходит поворот направления расположения димеров в рядах и, следовательно, поворот в направлении расположения структурной единицы, состоящей из пары димеров. Методом СТМ определено строение вершин и верхних ребер hut-кластеров разной формы. На базе модели граней, вершин и верхних ребер построены модели стороения клиновидных и пирамидальных кластеров [3]. Показана невозможность перестройки одного вида кластеров в другой.

Размеры и поверхностная плотность нанокластеров Ge $(h_{\text{Ge}} - \text{толщина} \text{ нанесенного слоя Ge}, l - ширина основания, <math>h$ – высота кластеров)

h _{Ge} , Å	Размеры кластеров Ge		Плотность, $\times 10^{11} \mathrm{cm}^{-2}$
	<i>l</i> , нм	<i>h</i> , нм	
5	6÷8	0,6÷0.8	~ 1,2
5,4	6÷8	0,6÷0,8	~ 1,3
6	7÷8	0,6÷1,0	~ 3,0
8	6÷15	0,6÷1,5	~ 5,8
10	10÷15	1,0÷1,5	~ 5,8
14	10÷15	1,0÷1,5	~ 2,0



Рис. 1. СТМ-изображение грани hut-кластера. Показана модель строения грани hut-кластера, совмещенная с СТМ-изображением грани.

Проведено исследование фазы зарождения hut-кластеров на образцах с малым значением h_{Ge} (от 3 до 6 Å). Исследована структура смачивающего слоя. Установлено, что толщина смачивающего слоя составляет ~ 3–4 MC. Смачивающий слой имеет блочную структуру типа $(M \times N)$. В пределах блока наблюдается реконструкция $c(4\times2)$ или $p(2\times2)$, что соответствует наиболее распространенным типам реконструкции чистой поверхности Ge. Образование зародышей hut-кластеров происходит на поверхности отдельного блока. Зародышеобразование начинается при значении $h_{\text{Ge}} \sim 4$ Å (3 MC), а их интенсивное образование наблюдается при $h_{\text{Ge}} \sim 5$ Å (3,6 MC). Установлено, что зародыши пирамидальных и клиновидных кластеров имеют разное строение (рис. 2).



Рис. 2. СТМ-изображение зародышей hut-кластеров разных форм: слева показан зародыш пирамидального, а справа клиновидного hut-кластеров.

На основании СТМ-данных предложены модели структуры зародышей для hut-кластеров разных форм. На рис. 3, *а* и рис. 3, *б* показаны эти модели. На рис. 3, г представлена модель роста второго слоя клиновидного кластера, которая характеризуется перестройкой первого слоя. Рост пирамиды происходит без перестройки, строение ее вершины совпадает со строением зародыша. Установлено, что треугольные грани клиновидных кластеров содержат точечные дефекты. На основе моделей строения hut-кластера клиновидной формы и его зародыша, а также данных о процессе роста кластеров предложены модельные представления о механизмах роста hut-кластеров: клиновидные кластеры имеют преимущественные направления для роста, в процессе роста увеличивается площадь трапециевидной грани, что обусловлено строением их «короткой» треугольной грани [4]. Рост hut-кластеров Ge происходит в соответствии со схемой, приведенной на рис. 4.

1. Arapkina L.V., Shevlyuga V.M., Yuryev V.A. Structure and peculiarities of the $(8 \times n)$ -type Si(001) surface prepared in a molecular beam epitaxy chamber: a scanning tunnelling microscopy study // Письма в ЖЭТФ. 2008. Т. 87. С. 247–251.

2. Арапкина Л.В., Юрьев В.А. Классификация hutкластеров Ge в массивах, формируемых на поверхности Si(001) методом молекулярно-лучевой эпитаксии при низких температурах // УФН. 2010, в печати (препринт: arXiv:0907.4770).

3. *Arapkina L.V., Yuryev V.A.* Atomic structure of Ge quantum dots on the Si(001) surface // arXiv:0908.0883.

4. Arapkina L.V., Yuryev V.A. Nucleation of Ge quantum dots on the Si(001) surface // arXiv:0907.4665.



Рис. 3. Модели структуры зародышей hut-кластеров разной формы: *a* – кластер в форме пирамиды; *б* – кластер клиновидной формы; *в* – перестройка зародыша клиновидного hut-кластера при добавлении второго слоя Ge. *l* – смачивающий слой; *2* и *3* – первый и второй слои hut-кластера соответственно.



Рис. 4. Модели роста пирамидального (*a*) и клиновидного (*б*) hut-кластеров; обозначения приведены в подписи к рис. 3.

Изучение влияния отжига и температуры подложки на структуру аморфного кремния

А.Ю. Афанаскин, А.И. Машин, А.В. Нежданов, А.В. Ершов

Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского, пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород. e-mail: afanaskin@list.ru

1. Введение

Аморфный кремний уже давно является объектом интенсивных экспериментальных и теоретических исследований. Фундаментальный интерес представляет исследование структуры аморфного кремния, его электронных и оптических свойств в зависимости от условий и методов получения. Известно, что способ и условия приготовления, а также дальнейшая обработка оказывают существенное влияние на характеристики ближнего порядка и другие физические свойства [1]. Не прекращается поиск новых аллотропных модификаций кремния. Обнаружено формирование силицина в результате отжига при температуре ~500 °С [1, 3]. Выявлен ряд условий, при которых наблюдаются структурные перестройки кремния: низкое содержание примесей кислорода и углерода, высокая концентрация оборванных связей, наличие давления. Обнаружена также гексагональная форма кремния, сохраняющая стабильность в условиях высоких давлений [4].

Аморфный кремний находит также широкое практическое применение. Он используется как исходный материал для создания тонкопленочных транзисторов (ТПТ), являющих управляющими элементами активных матриц в устройствах отображения информации, а также сенсорных устройств [2]. В связи с возрастающими требованиями, предъявляемыми ТПТ, необходим поиск материалов с более подходящими характеристиками. Одним из таких материалов является поликристаллический кремний, полученный путем кристаллизации пленок аморфного кремния с помощью лазерного излучения. Проводятся исследования по изучению электропроводности пленок аморфного гидрогенизированного кремния, содержащих нанокристаллические включения [5]. Делаются попытки разработки технологии роста нанокристаллических включений с выделенной ориентацией [6].

В данной работе изучается влияние температуры подложки и температуры отжига на спектры комбинационного рассеяния света (КРС) от аморфного кремния, полученного методом электронно-лучевого испарения (ЭЛИ).

2. Эксперимент

Исследуемые образцы представляли собой пленки аморфного кремния толщиной ~500 нм, полученные методом электронно-лучевого испарения в вакууме на установке ВУ-1А. Начальное давление в камере составляло величину (6–8)·10⁻⁴ Па.

Варьировались температуры подложки (T_s = 150 – 300 °C) и температуры отжига в вакууме (T_a = 350 – 700 °C). В качестве подложки использовался кристаллический кремний марки КЭФ-4,5(110) и КДБ-12(100).

Исследование образцов производилось с помощью спектроскопии комбинационного рассеяния света. Получение спектров КРС осуществлялось на C3M-комплексе рамановской спектроскопии NTEGRA Spectra (NT-MDT, г. Зеленоград) в схеме на отражение. Для фотовозбуждения образцов использовался полупроводниковый лазер, излучающий на длине волны 473 нм. Глубина проникновения излучения с этой длиной волны в аморфный кремний составляет ~100 нм. Мощность падающего излучения варьировалась в пределах от 10^{-2} мВт до 12 мВт. Спектры КРС были исследованы в диапазоне 150–1000 см⁻¹ с максимальным спектральным разрешением 0,5 см⁻¹.

3. Результаты и обсуждение

При исследовании КРС на всех образцах обнаружен спектр, характерный для аморфного кремния.

Был проведен предварительный эксперимент, в котором исследовалось влияние мощности излучения фотовозбуждения на рамановский спектр.

Показано существенное влияние мощности лазера на положение максимума (рис. 1). Разница между рамановскими сдвигами при максимальной и минимальной интенсивностях составляет 12 см⁻¹. При мощностях накачки менее 0,5 мВт положение пика остается стабильным в пределах ошибки измерений. При увеличении мощности излучения пик сдвигается в сторону меньших волновых чисел, а после значения 2,5 мВт начинается процесс рекристаллизации. Наблюдается ярко выраженный пик на линии 511 см⁻¹ (рис. 2), что соответствует, согласно [7], нанокристаллам кремния с размерами 2–4 нм (рис. 3).



Рис. 1. Зависимость положения рамановского пика от мощности излучения накачки.



Рис. 2. Рамановский спектр области, подвергнутой воздействию лазерного излучения при мощности свыше 5 мВт.



Рис. 3. Зависимость сдвига положения рамановского пика относительно линии 520 см⁻¹ от размеров нанокристаллов. Закрашенными квадратами обозначены экспериментальные значения. Штриховая и точечная линии – результаты теоретических расчетов согласно наиболее распространенным моделям.



Рис. 4. Спектры КРС от образцов с различными температурами отжига T_a и подложки T_s .

Проведено исследование спектров КРС от аморфного кремния в зависимости от температуры отжига и температуры подложки при мощности возбуждающего излучения ~0,1 мВт (рис. 4). Обнаруживается слабая зависимость положения пика от температуры подложки (~2 см⁻¹).

Установлено, что зависимости положения рамановского пика от температуры отжига имеют нелинейный характер и проявляют особенность при $T_a \sim 400$ °C для всех температур подложек. Обнаруженная особенность наиболее ярко выражена при $T_s = 250$ °C. Кроме того, при $T_a > 400$ °C и $T_s = 250$ °C зависимость имеет спадающий характер. Она также характеризуется сравнительно большим разбросом данных, что является свидетельством высокой неоднородности пленки.

Схожие особенности наблюдались в работе [8], где проводилось исследование подобных образцов методом электронного парамагнитного резонанса (ЭПР). Было обнаружено появление новых парамагнитных центров, роль которых могли выполнять оборванные связи атомов кремния, находящиеся в sp_2 -гибридизованном состоянии. Можно предположить, что в нашем случае также формируются кремниевые мультисвязи, что приводит к сдвигу положения рамановского пика.

4. Заключение

Мощность возбуждающего излучения оказывает существенное влияние на спектр КРС и должна приниматься во внимание при дальнейших исследованиях.

Была обнаружена особенность на спектрах КРС при температуре отжига в вакууме ~400 °С, особенно ярко выраженная при температуре подложки ~250 °С, схожая с эффектом обратного отжига [8]. Возможной причиной появления данной особенности могли стать структурные перестройки кремния, сопровождающиеся образованием мультисвязей.

В результате лазерного отжига образцов при мощности более 5 мВт выявленные особенности спектра КРС, характерные для нанокристаллов кремния, размерами 2–4 нм. Данный факт может стать предметом дальнейших исследований.

1. Хохлов, А.Ф. Аллотропия кремния / А.Ф. Хохлов, А.И. Машин. Н. Новгород: Изд-во Нижегородского государственного университета им. Н.И. Лобачевского, 2002. 222 с.

2. Журавлева, Л. Органические дисплеи набирают критическую массу / Л. Журавлева // Перспективные технологии. 2003. Т. 10, вып. 7.

3. Хохлов, А.Ф. Новая аллотропная форма кремния / А.Ф. Хохлов, А.И. Машин, Д.А. Хохлов // Письма в ЖЭТФ. 1988. Т. 67. С. 646–649.

4. *Bandet, J.* Vibrational and electronic properties of stabilized wurtzite-like silicon / J. Bandet, B. Despax, M. Caumont // J. Phys. D: Appl. Phys. 2002. V. 35. P. 234–239.

5. Аржанникова, С.А. Особенности электропроводности легированных пленок a-Si:Н с нанокристаллами кремния / С.А. Аржанникова, М.Д. Ефремов, Г.Н. Камаев, А.В. Вишняков, В.А. Володин // ФТП. 2005. Т. 39. С. 472–478.

6. Ефремов, М.Д. Образование нанокристаллов кремния с выделенной ориентацией (100) в аморфных пленках Si:Н на стеклянных подложках при наносекундных воздействиях ультрафиолетового излучения / М.Д. Ефремов, В.В. Болотов, В.А. Володин, С.А. Кочубей, А.В. Кретинин // ФТП. 2002. Т. 36. С. 109–116.

7. *Faraci*, *G*. Si/SiO2 core shell clusters proved by Raman spectroscopy / G. Faraci, S. Gibilisco, P. Russo, A.R. Pennisi, G. Compagnini, S. Battiato, R. Puglisi, S. La Rosa // The European Physical Journal B. 2005. V. 46. P. 457–461.

8. *Машин, А.И.* Мультисвязи в безводородном аморфном кремнии / А.И. Машин, А.Ф. Хохлов // ФТП. 1999. Т. 33, вып. 8. С. 1001–1004.

Применение сфокусированных ионных пучков для анализа поперечных сечений и дефектов роста методами СПЭМ и РЭМ в пленках GaN

А.В. Беспалов

Московский государственный институт радиотехники, электроники и автоматики (технический университет), 119454 г. Москва, проспект Вернадского, дом 78. e-mail: bespaloval@mtu-net.ru

Пленки GaN - перспективный материал микро- и оптоэлектроники. В настоящий момент концентрация дефектов роста в пленках на их основе из-за отсутствия эпитаксиально согласованных подложек не только отрицательно сказывается на рабочих характеристиках приборных структур, изготовленных по планарной технологии и без данных по выходу годных, но и не позволяет проводить их масштабирование вдоль плоскости структур. Следовательно, интегрированное производство кристаллов на основе нитрида галлия требует проведения детальной классификации дефектов роста, их эпитаксиального несоответствия с подложками и возможных методов для нейтрализации-пассивации последних. Этой проблематике посвящен настоящий доклад, в котором комбинированные методы ионного травления-осаждения в сочетании со сканирующей и просвечивающей микроскопией позволяют не только провести некую классификацию указанных дефектов, но и указать пути их нейтрализации.

Большая группа дефектов имеет вид шестигранных пирамид, обращенных основанием к поверхности, с характерными размерами в основании до 200 мкм, прорастающих даже в подложку. Пленки GaN на Si содержат большое число продольных трещин вдоль направления (001), а в случае близкого расположения трещин (до 1 мкм) наблюдается даже отслоение пленочного материала от подложки. Естественно, при обработке поверхности в ходе выполнения постростовых операций, например анизотропного травления, изоляции, металлизации, каждый раз из-за изломанности рельефа поверхности в местах локализации дефектов начало протекания постростовых процессов будет происходить в разных частях слоистой структуры (в области р-слоя, квантовых ям, п-слоя, промежуточных, переходных слоев и даже на поверхности подложки), т.е в разных областях стартовых условий. Известны паразитические эффекты типа закороток металлизации, каналирования радиационных дефектов на большую глубину при низкоэнергетических обработках, запыления и локального вытравления внутренних активных областей, ограничивающие выход годных кристаллов, обусловленные именно геометрической прозрачностью дефектов роста. Устранение указанных недостатков требует изготовления и исследования поперечных сечений рабочих структур в выбранном месте с целью проведения научно обоснованного анализа причин отказа кристаллов. Пьезоэлектрическая природа материала, его хрупкость и высокая энергия химических связей создают естественные трудности при изготовлении поперечных сечений методом локального травления при помощи сфокусированного ионного пучка.

В докладе представлены изображения поперечных сечений характерных пленочных структур, полученные методами сканирующей просвечивающей (СПЭМ) и растровой электронной микроскопии (РЭМ) (рис. 1). Видно, что изображения, полученные методом СПЭМ, имеют лучшее раз-

Рис. 1. Изображения поперечных сечений дефектов роста в пленке GaN, полученные методами сканирующей просвечивающей (СПЭМ) (*a*) и растровой электронной микроскопии (РЭМ) (*б*).

решение и позволяют анализировать большее число особенностей сечения, чем РЭМ. Однако подготовка образцов для СПЭМ весьма трудоемка и возможна лишь при проведении выборочных анализов. Для получения изображений дефектов GaN с высоким разрешением методами РЭМ, как было установлено, оказалось достаточным на поверхность пленки GaN в месте предполагаемого сечения наносить тонкий слой платины с использованием метода локального газофазного осаждения, стимулированного электронным или ионным пучком. Тонкий слой платины позволяет уменьшить эффект зарядки диэлектрической пленки GaN, уменьшить разрушительное влияние ионного пучка на приповерхностный слой и повысить контраст конечного изображения.

Метод изготовления и исследования поперечных сечений был использован при анализе операций планаризации (залечивания) [1, 2] дефектов роста методами многократного осаждения-распыления планаризующего нанослоя AlO_x (рис. 2). Однако обнаружено, что в случае большой глубины воронкообразного дефекта процесс планаризации реализуется не на всю глубину дефекта роста.

В докладе также показано, что исследование изображений поперечных сечений дефектов пленок GaN может быть с успехом использовано как при анализе структуры дефектов, так и при контроле качества планаризации поверхности пленок на основе GaN.

1. Стогний А.И., Новицкий Н.Н., Стукалов О.М. Ионно-лучевое полирование наноразмерного рельефа поверхности оптических материалов // ПЖТФ. 2002. Т. 28, вып. 1. С. 39–48.

2. Стогний А.И., Н.Н. Новицкий, Е.В. Луценко и др. Нитриды галлия, индия и алюминия структуры и приборы // Тезисы докл. 6-й Всеросс. конф. С.-Петербург, 2008. С. 121.





Рис 2. Изображение дефекта после процесса планаризации поверхности, полученное в ортогональной проекции (a), и его поперечное сечение (δ) .

Формирование магнитных микро- и наноструктур с помощью локального анодного окисления пленок кобальта

А.А. Бухараев, Д.А. Бизяев, П.А. Бородин, Н.И. Нургазизов, И.В. Меркутов

Казанский физико-технический институт им. Е.К. Завойского КазНЦ РАН, Сибирский тракт, 10/7, Казань. e-mail: a_bukharaev@kfti.knc.ru

Атомно-силовые микроскопы (АСМ) в настоящее время применяются не только для наблюдения, но и для создания различных функциональных наноструктур методом нанолитографии. АМС-нанолитография на основе локального анодного окисления (ЛАО) уже достаточно хорошо известна и используется для формирования на поверхности металлов и полупроводников микрои наноструктур заданной конфигурации. Например, путем локального окисления под проводящей иглой АСМ поверхности кремния или титана [1-3]. В значительно меньшей степени эта методика используется для формирования ферромагнитных микро- и наноструктур [4]. Локальное окисление ферромагнитных пленок интересно тем, что, создавая в планарных структурах окисленные области заданной конфигурации, можно изменять доменную структуру пленки, формировать проводящие ферромагнитные нанопроволоки и наноконтакты. В таких нанопроволоках и наноконтактах можно ожидать появление эффектов гигантского магнитосопротивления и квантования проводимости, что представляет интерес с точки зрения фундаментальной и прикладной науки.

В данной работе приведены результаты по ЛАО с помощью ACM с проводящим зондом планарных структур на основе пленок Со толщиной от 10 до 100 нм, сформированных как на проводящих подложках (ВОПГ – высокоориентированный пиролитический графит), так и на непроводящих (диоксид кремния).

Особое внимание уделялось поиску режимов ЛАО, которые позволяли бы окислять нанопленки Со на всю их толщину (до подложки). Реализация как раз таких режимов ЛАО позволит получать на поверхности магнитные микро- и наноструктуры заданной конфигурации. Для контроля за трансформацией доменной структуры магнитных пленок при таком окислении (на всю толщину) исмагнитно-силовая микроскопия пользовалась (МСМ). Электрохимическая реакция поверхности образца с водой происходит точно под зондом и приводит к локальному окислению металла (формированию оксида). Модифицированные таким образом участки образца увеличиваются в объеме, что позволяет наблюдать их с помощью АСМ, окисленные (непроводящие) участки нанопленок кобальта визуализировались также с помощью АСМ, работающего в режиме регистрации сопротивления растекания.

Методика СЗМ-нанолитографии основана на ЛАО нанопленок Со и включает несколько этапов (в работе использовался СЗМ Solver P-47 фирмы NT-MDT): формирование исходных планарных

структур заданной конфигурации из пленок Со толщиной от 10 до 100 нм на подложках из ВОПГ и диоксида кремния; контроль за наличием на них адсорбированного слоя воды методом атомносиловой спектроскопии (путем измерения адгезионного взаимодействия между зондом АСМ и поверхностью); выбор оптимальных режимов ЛАО (влажности окружающей среды, величины приложенного напряжения между зондом АСМ и образцом, времени нахождения зонда в каждой точке сканирования). ЛАО проводилось с помощью проводящих кантилеверов с покрытием из платины или окиси титана.

Исходные планарные структуры на основе нанопленок Со толщиной от 10 до 100 нм получали на сверхвысоковакуумной установке Omicron Multiprobe P путем вакуумного напыления Со через сетки с размером отверстий 25×25 мкм или специальные маски. В последнем случае удавалось получить между двумя контактными площадками Со микромостики шириной порядка 10 мкм. Толщина пленок задавалась временем напыления и контролировалась с помощью ACM.

Считается, что глубина прокисления в режиме ЛАО близка к высоте окиси, выступающей над поверхностью металла [1]. Это позволяет из АСМ изображений оценить глубину окисления, полученную при различных смещениях между кантилевером и образцом (U_S). Оказалось, что толщина СоО почти линейно растет с увеличением U_S и меняется, по нашим оценкам, от 10 до 40 нм при соответственном увеличении U_S от 4 до 10 В (рис. 1, *a*, *б*). Ширина окисленной дорожки, растет от 200 до 800 нм с увеличением U_S от 4 до 10 В. Минимальные размеры окисленной области составляли ~150 нм.

В используемом в работе микроскопе СЗМ Solver P-47 предусмотрена возможность перемещать проводящий зонд АСМ вдоль поверхности по заданной траектории. Это позволило получать на поверхности Со структуры из СоО заданной формы и размеров (рис. 1, *в*). Для формирования более однородного слоя окиси кобальта использовалась многократное прохождение зонда по одной и той же траектории.

Ответить на вопрос: «Можно ли прокислить тонкую пленку Со на всю глубину?» – позволяют два вида экспериментов. В первом случае это можно сделать с помощью МСМ, контролируя доменную структуру микрочастицы. Из сравнения рис. 2, a и 2, δ видно, что, формируя методом ЛАО на поверхности микрочастицы Со размером 25×25 мкм и толщиной 40 нм, две пересекающиеся нанопроволоки (нанополоски) СоО, исходную микрочастицу Со

можно разбить на четыре магнитно-изолированных фрагмента. Во втором случае контролировалась проводимость микромостика Со толщиной 10 нм и шириной 16 мкм, сформированного на поверхности подложки из диоксида кремния и соединяющего две контактные площадки. При формировании оксидного слоя методом ЛАО поперек этого мостика можно было добиться, чтобы его проводимость стала почти равной нулю (рис. 2, в). Это означает, что даже в случае, когда нанопленка сформирована на поверхности диэлектрика, методом ЛАО ее можно окислить на всю глубину. К сожалению, для полного окисления нанопленки Со под иглой АСМ в этом случае необходимо использовать многократное сканирование одного и того же участка поверхности.

Полученные результаты демонстрируют, что метод ЛАО может быть в принципе использован в качестве литографического для создания магнитных планарных наноструктур. Можно надеяться, что дальнейший поиск оптимальных режимов ЛАО позволит повысить разрешающую способность этого метода, которая на данном этапе исследований еще не очень высока.

Исследования частично подержаны РФФИ, грант № 09-02-00568.

1. *Fang T.-H.* Mechanisms of nanooxidation of Si(100) from atomic force microscopy // Microelectronics Journal. 2004. V. 35. P. 701–707.

2. *Garcia R*. Nano-chemistry and scanning probe nanolithographies / R. Garcia, V. Martinez, J. Martinez // Chemical Society Reviews. 2006. V. 35. P. 29–38.

3. Агеев, О.А. Зондовая фотонно-стимулированная нанолитография структур на основе пленки титана / О.А. Агеев, Б.Г. Коноплев, В.В. Поляков, А.М. Светличный, В.А. Смирнов // Микроэлектроника. 2007. Т. 36. С. 403–408.

4. *Takemura Y*. Modification of Electrical Properties and Magnetic Domain Structures in Magnetic Nanostructures by AFM Nanolithography / Y. Takemura, J.-I. Shirakashi // Advanced engineering materials. 2005. V. 7. P. 170–173.



Рис. 1. Нанопроволоки СоО на поверхности ВОПГ, полученные методом ЛАО, при различных напряжениях *U_S*(слева направо: 10; 8; 6; 4 В), *a* – АСМ-изображение, *б* – профиль вдоль линии А-Б, *в* – сканирование по заданным траекториям.



Рис. 2. МСМ-изображения микрочастицы Со размером 25×25 мкм на ВОПГ до (*a*) и после (*б*) формирования двух пересекающихся нанопроволок СоО методом ЛАО. *в* – АСМ-изображение микромостика Со шириной 16 мкм и толщиной 10 нм, на котором методом ЛАО сформированы участки СоО (светлые области).

Особенности релаксации 1D- и 2D-доменных структур, записанных в кристаллах ниобата бария – стронция при помощи атомно-силового микроскопа

Л.В. Симагина¹, Т.Р. Волк¹, Р.В. Гайнутдинов¹, А.Л. Лысова¹, А.Л. Толстихина¹, Л.И. Ивлева²

¹ Институт кристаллографии РАН, Ленинский пр., 59, Москва. ² Институт общей физики РАН, ул. Вавилова, 38, Москва. e-mail: rgaynutdinov@gmail.com

Создание регулярных доменных структур (РДС) в сегнетоэлектриках представляет практический интерес с точки зрения преобразования оптического излучения в режиме фазового квазисинхронизма и реализации цифровой памяти с ультравысокой плотностью. Современные средства фотоники требуют создания структур с субмикронным периодом. Таким образом, одним из привлекательных методов, позволяющих проводить запись доменов и исследовать процессы переключения и релаксации на нано- и микроскопическом уровне, является метод атомно-силовой микроскопии. Обычно для этих целей используются кристаллы LiNbO3, однако из-за крайне высокого значения коэрцитивного поля, не достижимого при стандартных АСМ-потенциалах, возникает необходимость либо разрабатывать уникальное оборудование [1, 2], либо работать с ультратонкими образцами [1, 2]. Кристаллы ниобата бария-стронция (НБС) характеризуются достаточно низким значением коэрцитивного поля, достижимого при стандартных АСМ-потенциалах, а благодаря высоким значениям практически интересных параметров, в частности нелинейной восприимчивости, они рассматриваются в качестве одного из перспективных материалов для записи регулярных доменных структур, используемых для преобразования оптических частот. Ранее обнаруженные особенности ACM-записи и релаксации микродоменов также позволяют рассматривать НБС как возможный модельный материал для исследования специфики переключения и релаксации на микроскопическом уровне [3]. Использование РДС для преобразования оптических частот предъявляет к таким структурам весьма жесткие требования. В частности, устойчивость регулярных доменных структур является одним из решающих факторов.

В данной работе представлены результаты исследования кинетики релаксации одиночных микродоменов («точечные» домены (рис. 1, a)), а также 1D (доменные линии или цепи (рис. 1, δ)) и 2D (доменные квадраты и «шахматные доски» (рис. 1, e, z)) регулярных микродоменных структур, записанных в релаксорном сегнетоэлектрике НБС с помощью атомно-силового микроскопа.

Запись РДС осуществлялась в полидоменных кристаллах конгруэнтного состава на участке поверхности, подвергнутом предварительной монодоменизации. Монодоменизация проводилась методом АСМ при непрерывной подаче напряжения на острие зонда в процессе сканирования. Запись 1D- и 2D- доменных структур (ансамбли линейных и квадратных микродоменов) производилась путем поточечного перемещения зонда в данном направлении с заданным расстоянием Δ



Рис. 1. МПО-изображения микродоменов и регулярных доменных структур, записанных в кристалле ниобата бария – стронция при помощи атомно-силового микроскопа: *a* – "точечные" домены, *б* – доменная цепь, *в* – дискретный доменный квадрат, *г* – 2D-структура типа «шахматной доски».

между точками, в которых к нему прикладывалось постоянное напряжение с определенной амплитудой U_t и длительностью импульса t_p . Исследования кинетики релаксации созданных структур велись в режиме микроскопии пьезоэлектрического отклика (МПО) путем измерения сигнала электромеханического отклика (ЭМО), который в данной геометрии пропорционален пьезоэлектрическому коэффициенту d_{33} .

В работе были получены релаксационные кривые сигналов ЭМО для доменных линий (рис. 2, *a*), записанных при идентичных величинах амплитуды и длительности импульса постоянного напряжения для различного расстояния между точками записи (Δ = 500 (кривая *1*), 270 (кривая *2*), 110 (кривая 3) и 50 нм (кривая 4) соответственно). Кинетика релаксации с хорошим приближением аппроксимируется зависимостью $y(t)=y_0 + a\exp(-t/\tau)$. Поскольку регистрируемый радиус одиночного домена $r_d \sim 50-60$ нм, доменная линия, записанная при $\Delta = 500$ нм, может рассматриваться как совокупность одиночных доменов, линии, записанные при $\Delta = 270$ и 110 нм, представляют собой доменные цепочки, а линия, записанная при $\Delta = 50$ нм, – квазинепрерывную доменную линию. Полученные релаксационные зависимости показали, что с увеличением расстояния между точками записи Δ распад доменных линий ускоряется. Так, время релаксации одиночного домена (около 10-20 мин.) заметно короче времени распада доменной цепочки с $\Delta = 270$ нм (около 2 часов) и на порядки короче квазинепрерывной доменной линии (десятки часов). Полученные результаты демонстрируют, что время релаксации зависит как от расстояния между точками записи, так и от геометрии записанной структуры: 0D-структура (одиночные домены) распадается быстрее, нежели 1D-структура (доменная цепочка). Эффект "самостабилизации" доменных линий по сравнению с одиночным доменом еще более выражен в 2D-структурах (структуры типа «шахматной доски» остаются стабильными десятки дней (время эксперимента)).

Так, важным результатом являются релаксационные зависимости, полученные для дискретного квадрата (см. рис. 1, e), записанного при условиях, идентичных условиям записи одной из доменных цепочек (расстояние между точками записи $\Delta =$ = 270 нм). Анализ релаксационных зависимостей (рис. 2, δ) показал, что время релаксации дискретного квадрата в 2–3 раза (кривые 2, 3) превышает время распада доменной цепочки (кривая I) при идентичных условиях записи. Также был обнаружен интересный факт – центральный домен квадрата (кривая 3) распадается медленнее краевых (кривая 2).

Таким образом, совокупность полученных результатов указывает на наличие в ансамблях микродоменов кооперативных взаимодействий, усиливающихся с возрастанием размерности структуры. Возможно, обнаруженные в работе эффекты в доменных ансамблях могут найти объяснение в терминах влияния пиннинга доменов на точечных дефектах, который особенно характерен для релаксорных сегнетоэлектриков в силу их фундаментальной структурной неоднородности, сопровождающейся существованием случайного поля Еі в объеме кристалла.

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (гранты 08-02-00600-а и 09-02-00969-а).

1. *Rodriguez, B.J.* Domain growth kinetics in lithium niobate single crystals studied by piezoresponse force microscopy / B.J. Rodriguez, R.J. Nemanic, A.I. Kingon, A. Gruverman, S.V. Kalinin, K. Terabe, X.Y. Liu, K. Kitamura // Appl. Phys. Lett. 2005. V. 86, № 1. P. 012906-1 – 012906-3.

2. *Rosenman, G.* Submicron ferroelectric domain structures tailored by high-voltage scanning probe microscopy / G. Rosenman, P. Urenski, A. Agronin, Y. Rosenwaks, M. Molotskii // Appl. Phys. Lett. 2003. V. 82, № 1. P. 103–105.

3. *Gainuidinov R.V.* Recording of domains and regular domain patterns in strontium–barium niobate crystals in the field of atomic force microscope / R.V. Gainutdinov, T.R. Volk, O.A. Lysova, I.I. Razgonov, A.L. Tolstikhina, L.I. Ivleva // Appl. Phys. B. 2009. V. 95, № 3. P. 505–512.



Рис. 2. Кинетики релаксации доменных линий (*a*), записанных при расстояниях между точками $\Delta = 500, 270, 110$ и 50 нм (кривые *1, 2, 3, 4* соответственно) и дискретного доменного квадрата (*б*) (кривые *3* и *2* – распад центральной и краевой точек, кривая *1* – релаксация доменной цепочки с $\Delta = 270$ нм).

Влияние δ-слоя Mn на спектры фоточувствительности структур с квантовыми ямами In_xGa_{1-x}As /GaAs

А.П. Горшков, И.А. Карпович, Д.О. Филатов, Е.Д. Павлова, М.В. Дорохин

ННГУ им. Н.И. Лобачевского, 603950, Нижний Новгород. E-mail: gorshkovap@phys.unn.ru

В настоящее время в связи с развитием спинтроники актуальной задачей является получение полупроводниковых материалов и структур, обладающих ферромагнитными свойствами [1]. Это достигается с помощью легирования полупроводников магнитными примесями, в частности марганцем. Для введения Mn в полупроводниковую матрицу используют способ δ -легирования [2]. Фотоэлектрические свойства квантово-размерных структур с δ -слоями марганца еще мало изучены. В данной работе изучались легированные δ -слоем Mn структуры с одиночной квантовой ямой (КЯ) In_xGa_{1-x}As/GaAs, выращенные методом газофазной эпитаксии из металлоорганических соединений при атмосферном давлении.

Гетеронаноструктуры (ГНС) с КЯ выращивались на подложках *n*-GaAs на поверхности (100) с отклонением на 3° в направлении [110]. Типичный режим получения ГНС был следующим. При температуре 650 °C выращивали легированный оловом буферный слой *n*-GaAs ($n\sim10^{16}$ см⁻³) толщиной 0.6 мкм, затем при 600 °C выращивался слой КЯ In_{0.25}Ga_{0.75}As шириной 10 нм и спейсерный слой толщиной $d_s = 1.5$; 3 и 6 нм. Затем при температуре 400 °C методом лазерного распыления соответствующих мишеней наносились δ-слой Мл толщиной 0,1–0,4 монослоя и покровный слой GaAs толщиной 40 нм.

Исследовано влияние толщины спейсерного слоя между δ-слоем Мп и слоем КЯ на спектры фоточувствительности ГНС. Измерялись спектры фотоЭДС на барьере ГНС/электролит при 300 К и фотоЭДС или фототока на барьере ГНС/Аи (барьер Шоттки) при 300 К и 77 К (спектроскопия ФПЭ и ФБШ соответственно). Исследовались также спектры фотолюминесценции (ФЛ) при 77 К.

На рис. 1 и 2 приведены спектры ФБШ и ФЛ ГНС с разной толщиной спейсера. Встраивание бслоя Mn приводит к уширению экситонного пика фоточувствительности от КЯ. При $d_s = 1.5$ нм не только экситонный пик, но и вообще фоточувствительность от КЯ полностью исчезает. Увеличение толщины спейсера до 6 нм приводит к появлению экситонного пика и некоторому его сужению. Однако и при этой тощине он остается менее выраженным, чем в квантово-размерных структурах без б-слоя Mn. Качественно подобное поведение проявляется и на спектрах ФЛ (рис. 2). Уширение и гашение экситонного пика при уменьшении толщины спейсера в основном обусловлено уменьшением времени жизни экситонов в КЯ в результате увеличения концентрации Mn в КЯ и дефектов, генерированных встраиванием б-слоя Мп. Полное исчезновение фоточувствительности и ФЛ от КЯ при $d_s = 1,5$ нм указывает и на сильное уменьшение времени жизни свобобдных электронов и дырок в КЯ, определяемое процессами безызлучательной рекомбинации.



Рис. 1. Влияние δ -слоя Mn на спектр ФБШ ГНС с КЯ. Толщина спейсерного слоя d_s , нм: 1 - 1,5; 2 - 3; 3 - 6; 4 - 6ез δ -слоя.



Рис. 2. Влияние δ-слоя Mn на спектр ФЛ КРС с КЯ (77 К). Толщина спейсерного слоя d_s , нм: 1 - 1,5; 2 - 3; 3 - 6

Влияние электрического поля на энергетический спектр ГНС исследовалось методом спектроскопии ФБШ (рис. 3).



Рис. 3. Спектры ФБШ от КЯ: *1* – с δ-слоем Mn; *2* – без δ-слоя Mn.

Экситонный пик в структуре с Мп практически не заметен из-за малого времени жизни экситонов. При высоких температурах в результате их взаимодействия с дефектами происходит быстрый распад экситонов.

При 77 К пик от экситонов выявляется и в ГНС с δ-слоем Mn (рис. 4). Однако при нулевом смещении на барьере он заметно шире, чем в структуре без Mn при 100 К.



Рис. 4. Спектры ФБШ от КЯ для ГНС без δ-слоя Mn и с δ-слоем Mn.

Рис. 5 показывает влияние электрического поля на спектры ГНС с КЯ и б-слоем Мп. При увеличении напряженности поля в барьере наблюдается красное смещение и уширение экситонного пика, качественно аналогичное поведению экситонного пика в ГНС без б-слоя Мп [3]. Однако в структурах с б-слоем Мп не наблюдается квадратичной зависимости величины смещения от напряженности поля в КЯ, если ее рассчитывать по классической теория БШ. Как показали рассчеты, встраивание б-слоя Мп приводит к существенному изменению распределения поля в барьере, связанному с образованием отрицательного заряда в б-слое Мп.



Рис. 5. Влияние электрического поля на спектры фототока барьера Шоттки на ГНС с КЯ и δ-слоем Мл. Напряжение смещения на барьере указано на рисунке.

Об этом свидетельствует, в частности, тот факт, что при прямом смещении 0,7 В на барьере с δ -слоем Mn фоточувствительность от KT лишь немного уменьшалась, в то время как в структурах без δ -слоя Mn она практически полностью исчезала уже при напряжении 0,3 В.

Работа выполнена при поддержке Минобрнауки РФ (проект РНП.2.2.2.2/4297).

1. *Matsukura, F.* III-V Ferromagnetic Semiconduc-tors / F. Matsukura, H. Ohno, T. Dietl // Handb. Magn. Mater. 2002. V. 14. P. 1–87.

2. Аронзон, Б.А. Свойства квантовых ям In-GaAs/GaAs с delta<Mn>-легированным слоем в GaAs / Б.А. Аронзон, А.Б. Грановский, А.Б. Давыдов, Ю.А. Данилов // ФТТ. 2007. Т. 49. С. 165.

3. Горшков, А.П. Исследование эффекта Штарка в гетеронаноструктурах с квантовыми точками и ямами In(Ga)As/GaAs методом фотоэлектрической спектроскопии / А.П. Горшков, И.А. Карпович, А.В. Кудрин // Поверхность. Рентгеновские, синхротронные и нейтронные исследования. 2006. Т. 5. С. 5.

Транспортные свойства одиночной квантовой точки II типа в узкозонной системе InSb/InAs

П.А. Дементьев, Я.А. Пархоменко, П.А. Алексеев, Т.В. Львова, М.П. Михайлова, А.Н. Титков, Ю.П. Яковлев, К.Д. Моисеев

ФТИ им. А.Ф. Иоффе, ул. Политехническая, 26, Санкт-Петербург. e-mail: demenp@yandex.ru

Создание и исследование объектов пониженной размерности, в частности квантовых точек (КТ), является актуальной задачей как с точки зрения фундаментальных исследований, так и с точки зрения возможных приложений в нано- и оптоэлектронике. Поэтому важным является понимание транспортных свойств как массива КТ в целом, так и одиночных КТ по отдельности. Исследованию последних и посвящена данная работа.

Однородные массивы самоорганизованных квантовых точек (КТ) InSb высокой плотности (до 6×10^{10} см⁻²) были получены на подложках InAs с ориентацией (100) и (111) методом жидкофазной эпитаксии в интервале температур 420-450 °C. Структурные характеристики полученных КТ (размеры, плотность и однородность распределения) в зависимости от условий выращивания (скорости, температуры, состава раствора/расплава) и ориентации подложки были исследованы методами атомно-силовой микроскопии (АСМ) и просвечивающей электронной микроскопии (ПЭМ). При выращивании на подложке InAs (100) при T=430 °C было обнаружено два типа КТ InSb: малого размера, высотой 2-4 нм и диаметром основания 11-13 нм, плотность которых составляла 2×10¹⁰ см⁻², и большего размера высотой 13 нм и диаметром основания 35 нм с меньшей плотностью (до 1×10⁹ см⁻²) [1, 2].

Исследования транспортных свойств одиночных КТ были проведены методами ACM. В частности, был применен уникальный метод измерения локальных вольт-амперных характеристик (BAX) при помощи ACM. Ранее эта методика была использована для исследования GaAs-нановискеров [2]. Суть данного метода заключается в продавливании слоя естественного окисла на поверхности зондом ACM и одновременном измерении BAX. Это позволяет исследовать электрические характеристики материалов, побывавших в атмосферных условиях без нарушения их структуры.

Анализ полученных ВАХ позволил установить зависимость проводимости КТ от условий выращивания и типа матрицы (легирование подложки, ориентация подложки, концентрация носителей и т.д.). Тем не менее, одним из важнейших результатов этой работы является само обнаружение отличий в проводимости КТ и матрицы. Это показывает, в первую очередь, применимость приведенной выше методики к измерению транспортных характеристик одиночных квантовых точек. Также было показано, что вид ВАХ зависит от размера КТ. Однако измерения на малых КТ (с диаметром основания до 15 нм) измерения ВАХ методом продавливания окисла затруднены в связи с геометрическими особенностями АСМ.

Анализ полученных на больших КТ данных показал, что окисел на поверхности КТ мягче, чем на поверхности матрицы. Соответственно, для его продавливания нужна вдвое меньшая сила – 400–500 нН, в то время как для продавливания окисла на поверхности матрицы нужна сила минимум 1 мкН.

Также были произведены первые эксперименты по формированию сплошного хемосорбционного пассивирующего слоя на поверхности гетероструктур с самоорганизованными квантовыми точками в узкозонной системе InSb/InAs. Применяемая технология пассивации узкозонных материалов была развита на основе ранее отработанной методики для структур объемного InAs [3]. Однако к системам с квантовыми точками данная технология ранее применена не была.

В результате нами было показано, что данная технология вполне применима к таким системам. Нам удалось удалить поверхностный окисел и создать защитную сульфидную пленку из раствора Na₂S, не нарушая поверхностной структуры. Проведенные ACM-измерения показали, что высота KT уменьшилась на величину около 3 нм, что соответствует оценкам толщины естественного окисла.

Электрические свойства системы в целом также изменились после пассивации. Можно с уверенностью говорить о замене естественных окислов на поверхности аморфным пассивирующим слоем.

Так как по своей природе пассивирующий слой тоньше слоя естественного окисла, для его продавливания нужна во много раз меньшая сила — всего 80 нН для КТ и 300 нН для матрицы. Это играет принципиальную роль в исследованиях транспортных свойств одиночных КТ. Значительное уменьшение силы воздействия со стороны зонда АСМ позволяет производить более точные измерения ВАХ одиночных КТ, уменьшая вероятность их разрушения. Это также открывает возможности для проведения исследований на малых КТ.

1. *Моисеев К.Д. и др. //* Письма в ЖТФ, **33** (7), 50 (2007).

2. Моисеев К.Д. и др. // ФТП, 43 (8), 1142 (2009).

З. Дементьев П.А. и др. // Материалы XI симпозиума «Нанофизика и Наноэлектроника». Нижний Новгород, 2007. С. 474.

4. Львова Т.В. и др. // ФТТ, **51** (6), 1055 (2009).

О резонансных взаимодействиях в трёхчастичных системах

И.А. Дорофеев

Институт физики микроструктур РАН, 603950, ГСП-105, Нижний Новгород. e-mail: dorof@ipm.sci-nnov.ru

Характеристики многочастичных систем можно определять, используя функции Грина или связанные с ними матрицы плотности. Вместе с тем непосредственное решение задачи многих тел, начиная с двухчастичной задачи, позволяет находить условия появления кардинально новых эффектов в системе, связанных с добавлением в неё новой частицы. Точное решение двухчастичной задачи хорошо известно. История решения трёхчастичной задачи насчитывает сотни лет. Пять точных решений классической задачи небесной механики в частном случае, когда отношения расстояний между частицами остаются неизменными, найдены Эйлером и Лагранжем. Асимптотики и периодичность общего решения исследовал Пуанкаре.

В двадцатом столетии точное решение квантовой трёхчастичной задачи было получено при асимптотическом значении параметра $R/a \rightarrow 0$, где R – гиперсферический радиус системы, определяющий среднее квадратичное отклонение каждой из трёх частиц от центра масс всей системы, а – длина двухчастичного рассеяния. При этом возможны два варианта: когда $R \to 0$ и $a - \kappa o$ нечно, и когда $a \rightarrow \infty$, R – конечная величина. Первое решение получено Томсоном в 30-е годы прошлого столетия, но оно не имеет физического смысла, учитывая определение *R* через координаты Якоби трёхчастичной системы. Второе, физическое решение, получено в [1] 70-м году. Стационарное уравнение Шредингера можно решить, разделяя гиперсферические переменные, при этом для радиальной части волновой функции получается стандартная задача на собственные значения и собственные функции с эффективным потенциалом взаимодействия, пропорциональным R⁻². Собственные значения определяют так называемые ефимовские состояния системы с характеристическим спектром энергии $E_{n+1} / E_n \approx \exp(-2\pi / s_0)$, где $s_0 \approx 1$ для системы из трёх бозонов в предельном случае, когда $|a| >> \ell$, где ℓ – характерный масштаб двухчастичного взаимодействия. Число таких состояний грубо $\Box \ln(|a|/\ell)/\pi$. Пространственные размеры ефимовской трёхчастичной молекулы $R^* = \langle R^2 \rangle^{1/2}$ можно найти, зная явный вид радиальной волновой функции [2]. Оказывается, что это достаточно «рыхлая» молекула размером $\ell < R^* << a$. Следует отметить, что для формирования ефимовских состояний трёхчастичной системы совершенно не обязательно наличие связанных двухчастичных состояний.

В экспериментах [3], проведённых с атомами цезия при сверхнизких температурах $10 \div 250$ í Ê путём измерения рекомбинационных потерь, впервые зафиксированы долгоживущие резонансы при $a \approx -850a_B$ и $a \approx 210a_B$, где a_B – боровский радиус. При этом характерным масштабом двухчастичного взаимодействия выступал масштаб вандерваальсова взаимодействия $\ell \approx (m_{Cs}C_6/\hbar^2)^{1/4}$, потенциал которого $V(r) \Box C_6/r^6$. Для атомов цезия $\ell = \ell_{wdW} \approx 100a_B$. При отрицательных значениях a три свободных атома формируют связанное трёхатомное ефимовское состояние. При положительных a связанный ефимовский тример формируют свободный атом и димер с глубиной двухчастичной ямы $\Box -\hbar^2/2ma^2$.

В настоящее время ефимовские состояния трёхчастичной системы по праву рассматриваются как новая форма материальной связи, наряду с ковалентной, ионной, водородной и дисперсионной связями. Именно поэтому в современной физике наблюдается огромный интерес к новым многочастичным состояниям.

Следует подчеркнуть, что описанный резонанс в неядерной области нулевых энергий частиц, когда дебройлевская длина волны, соответствующая относительному импульсу частиц, много больше характерного масштаба взаимодействия, исчезает с повышением температуры.

Существуют, однако, трёхчастичные резонансы, само возникновение которых обязано специфике термодинамических условий. А именно: если отдельные подсистемы многочастичной системы находятся в термостатах с разной температурой, то возможен резонансный рост дисперсионной энергии холодной подсистемы за счёт взаимодействия с горячими подсистемы за счёт взаимодействия с горячими подсистемами. Простейший вариант такого взаимодействия реализуется в трёхчастичной системе. Резонансный рост модуля дисперсионной энергии происходит при совпадении собственных частот подсистем. Физическая причина этого явления связана с тем, что наиболее эффективный обмен энергией между подсистемами возможен при совпадении их собственных частот [4].

Наряду с трёх частичной системой, состоящей, например, из трёх молекул, можно рассмотреть две частицы у поверхности твёрдого тела с собственными частотами ω_1 и ω_2 . В данном случае собственной частотой третьего тела является частота кулоновского поляритона – ω_{QP} образца. При этом две частицы находятся в термостате с температурой T_1 , а твёрдое тело в термостате с температурой $T_s > T_1$. Можно показать, что при совпадении собственных частот всей системы происходит усиление дисперсионного взаимодействия между двумя частицами, находящимися вблизи нагретой поверхности, по сравнению со случаем, когда эти частицы находятся в свободном пространстве. Другими словами, энергия взаимодействия между частицами вблизи нагретой поверхности $U_{12}(T_1, T_s)$ при описанных условиях ($\omega_1 \square \omega_2 \square \omega_{OP}$) значительно больше, чем энергия взаимодействия тех же частиц $U_{12}(T_1)$ в свободном пространстве. Величина резонанса зависит не только от температур подсистем, но и от взаимной геометрии [5, 6]. Поскольку в теории дисперсионных взаимодействий фигурирует температурный фактор $\Omega(T_S, T_1) = \operatorname{cth}(\hbar\omega/2k_BT_S) -\operatorname{cth}(\hbar\omega/2k_{B}T_{1})$, то наиболее выражен эффект в области колебательно-вращательных переходов молекул и в соответствующем этим переходам спектральном диапазоне возбуждения поверхностных фонон-поляритонов кристаллов, в разумном температурном диапазоне. На рис. 1 представлена зависимость отношения дисперсионной энергии двух молекул, находящихся в термостате с температурой $T_1 = 300$ К вблизи поверхности твёрдого тела, находящегося в термостате с температурой $T_S = 1000$ К, к дисперсионной энергии той же системы, но находящейся в едином термостате с температурой 300 К, от параметра рассогласования собственных частот подсистем $\omega_1 = \omega_2 =$ $= \omega_{OP} \cdot p$. Расстояние между молекулами, расположенными по нормали к поверхности образца составляло 0,5 (верхняя кривая) и 0,8 (нижняя кривая) от расстояния до поверхности ближайшей к ней молекулы.



Поляризуемости молекул моделировались лоренцевой зависимостью с силой осциллятора $f \approx 10^{-3}$ и константой затухания $\gamma = 10^{-2} \omega_{1,2}$. Диэлектрическая проницаемость материала образца соответствовала GaAs, при этом частота кулоновского поляритона $\omega_{OP} \approx 290\tilde{n}^{-1}$ (5.47×10¹³ ðàä/ñ).

На рис. 2 представлены обе дисперсионные энергии в зависимости от параметра рассогласования *p*, причём толстой кривой показана энергия квазиравновесной системы, а тонкой – дисперсионная энергия системы в едином термостате.



Расщепление на рисунках соответствует смещению собственных частот молекул в результате взаимодействия с третьим телом. Характер расщепления отражает неэквивалентность геометрического расположения молекул по отношению к образцу.

Работа поддержана РФФИ и 09-02-97027-р поволжье а.

1. Ефимов В. // Ядерная физика. 1970. Т. 12, вып. 5. С. 1080–1090.

2. Braaten E., Hammer H.-W. // Physics Reports. 2006. V. 428. P. 259–390.

3. Kraemer T., Mark M., Waldburger P. et al. // Nature. 2006. V. 440. P. 315–317.

4. Dorofeyev I. // Physics Letters A. 2005. V. 340. No 1–4. P. 251–257.

5. Dorofeyev I. Nonequilibrium resonance dispersion interaction of gaseous matter with a surface of solids due to the two- and three-particle interactions // Материалы симпозиума «Нанофотоника и наноэлектроника». Нижний Новгород, 2006. Т. 1. С. 183–184.

6. Dorofeyev I. Energy and momentum transfer between microparticles and solids // Les Houches Phys. School on "Nanoscale thermal radiation : forces, heat transfer and coherence" (May 21–25, 2007). http://www.em2c.ecp.fr/TRN07.

Гамильтониан электромагнитного поля реальной системы и квантовые уравнения движения

И.А. Дорофеев

Институт физики микроструктур РАН, 603950, ГСП-105, Нижний Новгород. e-mail: dorof@ipm.sci-nnov.ru

В любой задаче электродинамики, в том числе и в граничной задаче, общие выражения для полей в вакууме через электромагнитные потенциалы выглядят, как известно [1], следующим образом:

$$\mathbf{E}(\mathbf{x},t) = -\operatorname{grad} \varphi(\mathbf{x},t) - \frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{\hat{r}} (\mathbf{w},t)}{\partial t}, \qquad (1)$$

 $\mathbf{H}(\mathbf{x},t) = \operatorname{rot} \mathbf{A}(\mathbf{x},t).$

Поскольку гамильтониан поля является только частью полного гамильтониана системы, включающего и гамильтониан других материальных

объектов, то в общем случае гамильтониан электромагнитного поля в вакууме является явной функцией времени

$$H_{f}(t) = \frac{1}{8\pi} \int d^{3}r \left\{ \mathbf{E}^{2}(\mathbf{x}, t) + \mathbf{H}^{2}(\mathbf{x}, t) \right\}, \quad (2)$$

где интегрирование ведётся по объёму вакуумной части системы, вне материальных тел.

С учётом определений (1), имеем из (2) следующее выражение для полевой части гамильтониана:

$$H_{f}(t) = \frac{1}{8\pi} \int d^{3}x \left\{ (\operatorname{rot} \mathbf{A})^{2} + \frac{1}{c^{2}} \left(\frac{\partial \mathbf{A}}{\partial t} \right)^{2} \right\} + \frac{1}{4\pi} \int d^{3}r \left\{ \frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{A}}{\partial t} \operatorname{grad} \varphi \right\} + \frac{1}{8\pi} \int d^{3}r \left\{ (\operatorname{grad} \varphi)^{2} \right\}.$$
(3)

Запишем также часть гамильтониана, которая учитывает взаимодействие полей с индуцированными и сторонними зарядами и токами, находящимися в вакууме:

$$H_{\rm int}(t) = -\frac{1}{c} \int d^3 r \left(\mathbf{j} + \mathbf{j}_{ext} \right) \mathbf{A} + \int d^3 r \left(\rho + \rho_{ext} \right) \varphi, \quad (4)$$

где сторонние токи и заряды $\mathbf{j}_{ext} = \mathbf{j}_{ext}(\mathbf{x},t), \ \rho_{ext} = \rho_{ext}(\mathbf{x},t), \ a$ индуцируемые токи и заряды в общем случае – это функционалы поля $\mathbf{j} = \mathbf{j}[\mathbf{E}], \ \rho = \rho[\mathbf{E}]$. Будем считать для простоты, что они линейны по амплитуде поля. Здесь имеется в виду, что токи и заряды индуцируются в молекулах или атомах, расположенных в вакууме, вне материальных сред, и в том числе вблизи поверхности твёрдого тела.

Предположим, что проведено квантование поля в системе, то есть потенциалы приобрели операторный вид, и выражаются через операторы рождения и уничтожения квантов возбуждения в системе, специфических для каждой конкретной граничной задачи. Рассматривая сумму гамильтонианов (3) и (4) $H(t) = H_f(t) + H_{int}(t)$, напишем квантовое уравнение движения для полевых операторов. Например, в применении к оператору $\partial A_{\alpha} / \partial t$ имеем

$$\frac{\partial^2 A_{\alpha}(\mathbf{x}',t)}{\partial t^2} = \frac{i}{\hbar} \left[H(t) \frac{\partial A_{\alpha}(\mathbf{x}',t)}{\partial t} \right] =$$

$$= \frac{i}{\hbar} \left(H(t) \frac{\partial A_{\alpha}(\mathbf{x}',t)}{\partial t} - \frac{\partial A_{\alpha}(\mathbf{x}',t)}{\partial t} H(t) \right),$$

$$A_{\alpha} = \{A_0, \mathbf{A}\}, \quad (\alpha = 0, 1, 2, 3),$$

$$A_0 = -\varphi, \quad \mathbf{A} = \{A_x, A_y, A_z\}.$$
(6)

Поскольку кванты возбуждения в системе являются бозонами, так же как и фотоны – кванты возбуждения свободного электромагнитного поля, воспользуемся коммутационными соотношениями для операторов компонент потенциалов свободного поля, выраженных через функцию Паули – Иордана [2, 3].

Из общей формулы для коммутатора компонент 4-потенциала в различных пространственновременных точках (\mathbf{x},t) и (\mathbf{x}',t') следует, что коммутаторы для случая совпадающих времён t = t', имеют вид:

$$\begin{bmatrix} A_{\alpha}(\mathbf{x}), A_{\beta}(\mathbf{x}') \end{bmatrix} = 0,$$

$$\begin{bmatrix} \frac{\partial A_{\alpha}(\mathbf{x})}{\partial t}, A_{\beta}(\mathbf{x}') \end{bmatrix} = -i\hbar c^{2} g_{\alpha\beta} 4\pi \delta(\mathbf{x} - \mathbf{x}'), \qquad (7)$$

$$\begin{bmatrix} \frac{\partial A_{\alpha}(\mathbf{x})}{\partial x_{i}}, A_{\beta}(\mathbf{x}') \end{bmatrix} = 0,$$

где $g_{00} = -g_{ii} = 1$, (i = 1, 2, 3). В этой и в следующей формулах совпадающие временные аргументы для краткости опущены.

Из приведённых соотношений и общих формул [2, 3], очевидно, можно получить другие полезные коммутаторы:

$$\begin{bmatrix} \frac{\partial A_{\alpha}(\mathbf{x})}{\partial x_{i}}, \frac{\partial A_{\beta}(\mathbf{x}')}{\partial x_{i}'} \end{bmatrix} = 0,$$

$$\begin{bmatrix} \frac{\partial A_{\alpha}(\mathbf{x}')}{\partial t}, \frac{\partial A_{\beta}(\mathbf{x})}{\partial x_{i}} \end{bmatrix} = -i\hbar c^{2} g_{\alpha\beta} 4\pi \delta_{x_{i}}' (\mathbf{x}' - \mathbf{x}), \quad (7a)$$

$$\begin{bmatrix} \frac{\partial A_{\alpha}(\mathbf{x})}{\partial t}, \frac{\partial A_{\beta}(\mathbf{x}')}{\partial t} \end{bmatrix} = 0.$$

Используя сумму (3) и (4), с учётом (7) и (7а) найдём из (5) уравнения для компонент потенциалов электромагнитного поля и, собирая их вместе, получим следующую систему уравнений:

$$\begin{cases} \Delta \mathbf{A} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \mathbf{A}}{\partial t^2} - \operatorname{grad} \left\{ \operatorname{div} \mathbf{A} \right\} = -\frac{4\pi}{c} \left(\mathbf{j} + \mathbf{j}_{ext} \right), \\ \Delta \varphi - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \varphi}{\partial t^2} - \frac{1}{c} \frac{\partial}{\partial t} \left\{ \operatorname{div} \mathbf{A} \right\} = -4\pi \left(\rho + \rho_{ext} \right). \end{cases}$$
(8)

Калибровочная инвариантность потенциалов позволяет существенно упростить систему урав-

нений (8). При наложении удобных условий на вид потенциалов, из (8) следует система уравнений для потенциалов электромагнитного поля в вакууме, в котором имеются сторонние источники, а также, например, атомы или молекулы. А именно:

1) Êóëî í î âñêàÿ êàëèáðî âêà div A=0:

$$\begin{cases} \Delta \mathbf{A} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \mathbf{A}}{\partial t^2} = -\frac{4\pi}{c} (\mathbf{j} + \mathbf{j}_{ext}), \\ \Delta \varphi - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \varphi}{\partial t^2} = -4\pi (\rho + \rho_{ext}), \end{cases}$$
2) Éri dái dia édécédői áci div $\mathbf{A} + \frac{\partial \mathbf{A}}{\partial t} = 0$:
$$\begin{cases} \Delta \mathbf{A} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \mathbf{A}}{\partial t^2} = -\frac{4\pi}{c} (\mathbf{j}_{\perp} + \mathbf{j}_{ext}), \\ \Delta \varphi = -4\pi (\rho + \rho_{ext}), \end{cases}$$
(9)

где $\mathbf{j}_{\perp} = \mathbf{j} - \mathbf{j}_{\parallel}$, $\mathbf{j}_{\parallel} = -(1/4\pi)\partial \operatorname{grad} \varphi/\partial t$.

Таким образом, система уравнений электродинамики является следствием квантовых уравнений движения для соответствующих операторов поля.

Используя коммутационные соотношения (7), можно получить уравнение движения для функций Грина. Например, для запаздывающей функции Грина, определяемой выражением

$$D_{\alpha\beta}^{R}(\mathbf{x}, \mathbf{x}'; t, t') =$$

$$= -(i/\hbar)\theta(t-t') \left\langle \left[A_{\alpha}(\mathbf{x}, t) A_{\beta}(\mathbf{x}', t') \right] \right\rangle.$$
(10)

Дифференцируя (10) по времени *t* два раза, и учитывая (7), получаем:

$$\Delta_{\mathbf{x}} D_{\alpha\beta}^{R}(\mathbf{x}, \mathbf{x}'; t, t') - \frac{1}{c^{2}} \frac{\partial^{2} D_{\alpha\beta}^{R}(\mathbf{x}, \mathbf{x}'; t, t')}{\partial t^{2}} + \frac{i\theta(t-t')}{\hbar c} \left\langle \left[j_{\alpha}(\mathbf{x}, t) A_{\beta}(\mathbf{x}', t') \right] \right\rangle =$$
(11)
$$= -g_{\alpha\beta} 4\pi \delta(\mathbf{x} - \mathbf{x}') \delta(t-t').$$

Индуцированный ток в молекулах можно выразить через поляризационный оператор. Тогда, используя определение (10), и вводя оператор Даламбера $\equiv \Delta_x - (1/c^2)\partial/\partial t^2$, имеем из (11):

$$D_{\alpha\beta}^{R}(\mathbf{x},\mathbf{x}';t,t') - -\int d^{3}\mathbf{x}'' dt'' P_{\alpha\gamma}(\mathbf{x},\mathbf{x}'',t,t'') D_{\gamma\beta}^{R}(\mathbf{x}'',\mathbf{x}';t'',t') = (12)$$
$$= -g_{\alpha\beta} 4\pi \delta(\mathbf{x}-\mathbf{x}') \delta(t-t').$$

Решая с учётом граничных условий систему уравнений (9) в той или иной форме, можно определить собственные взаимно-ортогональные моды реальной системы, необходимые, например, для квантования поля. Нахождение функций Грина из уравнений (11) или (12), также с учётом граничных условий, даёт возможность исследовать флуктуации в системе, находить термодинамические функции и кинетические коэффициенты [4].

Работа поддержана РФФИ и 09-02-97027-р_поволжье_а.

1. Ильинский Ю.А., Келдыш Л.В. Взаимодействие электромагнитного излучения с веществом. М.: МГУ, 1989.

2. Боголюбов Н.Н., Ширков Д.В. Квантовые поля. М.: Физматлит, 2005.

3. Ахиезер А.И., Берестецкий В.Б. Квантовая электродинамика. М.: Наука, 1981.

4. Зубарев Д.Н. // УФН. 1960. Т. 71, вып. 1. С. 71.

Корреляционные свойства термостимулированных полей твёрдых тел в ближней зоне и принцип неопределённости для сопряжённых переменных

Е.А. Виноградов¹, И.А. Дорофеев²

¹Институт спектроскопии РАН 142190, г. Троицк, Московская область. ²Институт физики микроструктур РАН 603950, ГСП-105, Нижний Новгород.

В работе [1] показано, что на частотах поверхностных поляритонов (ПП) возможна аномально высокая пространственная корреляция поля, природа которой связана со спецификой возбуждения поверхностных волн. Результаты наших исследований свидетельствуют о том, что корреляционные характеристики поля однозначно связаны с видом дисперсионной кривой и зависят от величины групповой скорости поверхностного поляритона. Расчёт пространственных корреляционных функций в точках с координатами $\vec{r_1} = (0, 0, h)$ и $\vec{r}_2 = (L, 0, h + H)$ над полупространством выполнен, например, в [2]. Здесь мы использовали решение в виде, представленном в [3], используя лишь квазистационарную его часть. В качестве материала полупространства был выбран SiC, параметры которого $\varepsilon_0 \approx 10, \varepsilon_\infty \approx 6.7$, $\omega_t \approx 793$ ci⁻¹, $\omega_{\ell} \approx 969$ сì⁻¹, $\gamma \approx 4.76$ сì⁻¹, частота кулоновского поляритона $\omega_{OP} \approx 947$ сì⁻¹.



На рис. 1 представлены графики зависимости нормированного тензора корреляции Е_x компоненты термостимулированного поля полупространства на разных частотах $\omega = 2\pi c / \lambda$ как функции от нормированного расстояния вдоль поверхности L/λ при H = 0 на расстоянии от поверхности $h = 0.05\lambda$. Из приведённых графиков следует, что пространственная когерентность поля значительно повышается в области существования ПП [1]. Однако в цитируемой работе не было замечено, что при замедлении поверхностной волны, например при приближении к частоте кулоновского ПП, когерентность снова падает, фактически составляя лишь долю длины волны. Для того чтобы понять, как влияет вид дисперсионной кривой на когерентные свойства термостимулированного поля, рассмотрим дисперсию поляритонов в полуограниченном кристалле. Графики дисперсионных зависимостей для поверхностных и объёмных поляритонов представлены на рис. 2.

Рассмотрим два квазистационарных пакета поверхностных волн с одинаковым затуханием, но расположенных в разных частотных диапазонах области существования поверхностных поляритонов. Как известно, ПП индуцируется поверхностным током. В нашем случае это флуктуационный ток, который в силу уравнений Максвелла является источником некоторого пакета волн. Совокупности таких волн можно сопоставить поверхностные осцилляторы с затуханием, энергия для которых стационарно поставляется из термостата.



Нарисуем на оси частот рис. 2 линии ω_1 и ω_2 с одинаковой шириной по полувысоте в диапазоне частот, где возбуждаются ПП. Причём поместим эти линии в качественно разных диапазонах, а именно в тех участках дисперсионной кривой, где существенно различаются групповые скорости ПП. Поскольку линии имеют конечную ширину, то на оси волновых чисел им будет соответствовать совершенно разный набор ∆k_П из-за наклона дисперсионной кривой. Набор фурье-компонент флуктуационного поля, соответствующий диапазону Δk_{\Box} , статистически связан в пакете волн, имеющем некоторый пространственный масштаб в силу соотношения неопределённости $\Delta k_{\Box} \Delta r_{\Box} \ge 1$. Очевидно, что этот масштаб характеризует размер пакета статистически коррелированных поверхностных волн, то есть фактически и определяет длину корреляции поля вдоль поверхности образца. Поэтому различным величинам Δk_{\Box} будут, в силу соотношения неопределённостей $\Delta k_{\Box} \ell_{corr} \ge 1$, соответствовать разные масштабы корреляций вдоль поверхности образца. Поскольку из рисунка следует $\Delta k_2 > \Delta k_1$, то из соотношений неопределённо- $\Delta k_1 \ell_{corr1} \ge 1$ и $\Delta k_2 \ell_{corr2} \ge 1$ стей получим $\ell_{corr1} > \ell_{corr2}$, что является прямым следствием дисперсионной связи между частотой и волновым числом для поверхностных фонон- или плазмонполяритонов. Приведённые соображения объясняют полученные результаты, и являются важным этапом в понимании физических основ работы лазера на ПП.

Работа поддержана РФФИ, грант 08-02-00035-а.

1. Carminati R. and Greffet J.-J. // Phys. Rev. Lett. 1999. V. 82, № 8. P. 1660–1663.

2. Левин М. Л., Рытов С.М. Теория равновесных тепловых флуктуаций в электродинамике. М.: Наука, 1967.

3. Виноградов Е.А., Дорофеев И.А. // УФН. 2009. Т. 179, № 5. С. 449-485.

Послойный анализ многослойных металлических структур Pd/B₄C, Ni/C, Cr/Sc методом ВИМС с использованием кластерных вторичных ионов: проблема повышения разрешения по глубине

М.Н. Дроздов, Ю.Н. Дроздов, М.М. Барышева, А.А. Беспалов, В.Н. Полковников, Н.И. Чхало

> Институт физики микроструктур РАН, 603950 Нижний Новгород. e-mail: drm@ipm.sci-nnov.ru

Методом вторично-ионной масс-спектрометрии (ВИМС) проведен послойный элементный анализ многослойных структур на основе тонких металлических пленок Pd, Ni, Cr. Основное внимание уделено вопросам повышения разрешения по глубине и информативности анализа. Общей проблемой при анализе многослойных металлических структур является необходимость минимизации матричных эффектов, обусловленных нелинейной зависимостью коэффициентов ионизации эмитируемых атомов от окружения в матрице. Матричные эффекты существенно искажают профили распределения элементов и усложняют процедуру не только количественного, но и качественного анализа состава структур. В работе исследуется возможность минимизации матричных эффектов путем использования кластерных вторичных ионов: М₂, М₃, а также CsM, Cs₂M, включающих комбинацию анализируемого элемента М и распыляющих ионов цезия Cs. В работах [1-3] такой подход был предложен для количественного анализа состава полупроводниковых Ge_rSi_{1-r} и металлических слоев. Для послойного анализа этот подход ранее не использовался.



Рис. 1. Профили элементов в структуре Pd/B₄C

На рис. 1, 2 приведено распределение элементов в структуре Pd/B_4C с периодом 8 нм в отрицательной моде регистрации вторичных ионов. Элементарные ионы В и С дают вполне приемлемое разрешение по глубине для анализа многослойных структур, однако распределение ионов Pd совершенно не отражает реального распределения элементов. В то же время распределение кластерных отрицательных ионов Pd₂ оказывается совершенно иным, чем Pd – рис. 1. Очень близким к профилю Pd₂ оказываются профили положительных кластерных ионов CsPd⁺ и Cs₂Pd⁺ – рис. 2. Согласно рис. 2 модуляция Pd в соседних слоях превышает

100 раз, при этом концентрация Pd в слоях B₄C оказывается ниже 0.5 атомного процента. Ширина профиля CsPd на полувысоте – FWHM составляет от 1.5 нм до 1.7 нм для первых пяти слоев Pd в структуре на рис. 2. Важно также отметить, что профили на рис. 2 симметричны – величина переднего и заднего фронтов профилей практически не отличается. Для полупроводниковых слоев Ge_xSi_{1-x} интенсивность ионов $CsGe^+$ и Cs_2Ge^+ практически линейно связана с концентрацией Ge [2]. Линейная зависимость интенсивности ионов CsM⁺ от концентрации элементов наблюдалась и для ряда металлов в работе [3]. Поэтому есть основания предполагать, что и для структур Pd/B₄C интенсивность кластерных ионов CsPd⁺ и Cs₂Pd⁺ также линейно связана с концентрацией Pd. Вместе с тем из рис. 2 следует очень хорошее соответствие профилей CsPd⁺, Cs₂Pd⁺ и отрицательного иона Pd₂.



Рис. 2. Профили кластерных ионов в Pd/B₄C



Рис. 3. Профили элементов в структуре Ni/C

В структуре Ni/C с периодом 5.9 нм мы наблюдали аналогичные закономерности при регистрации различных вторичных ионов – рис. 3, 4. Использование отрицательных ионов Ni даже качественно искажает реальный профиль, в то же время использование отрицательных кластерных



Рис. 4. Профили кластерных ионов в Ni/C

ионов Ni₂ и Ni₃, а также положительных CsNi и Cs₂Ni для послойного анализа дает значительно лучшие результаты – рис. 3, 4. Ширина профилей CsNi для первых трех слоев Ni составляет от 1 нм до 1.3 нм, а ширина переходной области С – Ni на глубине 4 нм составляет 0.6 нм, что сопоставимо с информационной глубиной метода ВИМС - глубиной выхода вторичных ионов. Наряду с этим наблюдается и отличие от структуры Pd/B₄C. В положительных вторичных ионах при распылении ионами Cs, кроме кластерных ионов CsNi и Cs₂Ni, хорошее разрешение по глубине дают и элементарные ионы Ni – рис. 4. Ширина профиля первого слоя Ni составляет 1 нм. Оценивая ΔZ_C по спа-ду профиля ¹³C (рис. 3) (интенсивность ¹²C насыщена), а Ni – по величине FWHM иона CsNi⁺ (рис. 4) мы получим $\Delta Z_{C} = 0.9$ нм, $\Delta Z_{Ni} = 1$ нм. Эти значения превосходят данные нашей работы [4] для разрешения по глубине структуры Ni/C, полученные методом электронной оже-спектроскопии при распылении ионами Ar⁺ с энергией 1 кэВ.



Рис. 5. Профили элементов в структуре Cr/Sc

При послойном анализе многослойной структуры {Cr/Sc}₅₅/Si с малым периодом d = 2.6 нм очень важную роль играет минимизация развития шероховатости дна кратера при ионном распылении. Оптимальным для распыления оказалось использование низкоэнергетических ионов кислорода. На рис. 5 приведено распределение элементов в структуре Cr/Sc до подложки Si. Ширина переходной области Si на уровне 0.2–0.8 от максимума составляет 1 нм на глубине 150 нм. Для метода ВИМС обычно вводится дополнительная характерная длина, на которой интенсивность сигнала изменяется на один порядок величины L_{DEC} [5]. Значение L_{DEC} для Si составляет 0.34 нм. Эти значения близки к предельным значениям ΔZ и L_{DEC} для Si [5]. На рис. 6 показано распределение положительных вторичных ионов в нескольких первых слоях структуры Cr/Sc. Как видим, использование кластерных ионов Sc₂ и Cr₂ дает преимущество в разрешении по глубине и в этом случае. Однако еще лучший результат дает использование кластерных ионов Cr₂ (Sc₂) в сочетании с атомами кислорода, например Cr₂O₃ на рис. 6. Значение FWHM для профиля Cr₂O₃ составляет 0.8–1 нм, а модуляция превышает один порядок в соседних слоях.



Рис. 6. Профили элементов в структуре Cr/Sc

Таким образом, в данной работе впервые обнаружены новые комбинации кластерных вторичных ионов, которые позволяют минимизировать матричные эффекты и повысить разрешение по глубине при послойном анализе металлических структур методом ВИМС. В структурах зарегистрированы переходные слои с шириной 0.6 нм, что близко к фундаментальному пределу метода ВИМС.

Работа поддерживалась РФФИ, проект 09-02-00389, ГК № П1544 от 09.09.09 (ФЦП "Научные и научно-педагогические кадры инновационной России") и программами Президиума РАН.

1. Perego, M. Negative cluster emission in sputtering of $Si_{1,x}Ge_x$ alloys: A full spectrum approach / M. Perego, S. Ferrari, M. Fanciulli // Surface Science. 2005. V. 599. P. 141–149.

2. *Marseilhan, D.* Quantification of SiGe layer composition using MCs^+ and MCs_2^+ secondary ions in ToF-SIMS and magnetic SIMS / D. Marseilhan, J.P. Barnes, F. Fillot, J.M. Hartmann, P. Holliger // Applied Surface Science. 2008. V. 255. P. 1412–1414.

3. *Saha*, *B*. Secondary ion mass spectrometry of MCs^+_n molecular ion complexes / B. Saha, P. Chakraborty // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research. 2007. V. B 258. P. 218–225.

4. *Andreev, S.S.* High-resolution Auger depth profiling of multilayer structures Mo/Si, Mo/B₄C, Ni/C / S.S. Andreev, A.D. Aksahalyan, M.N. Drozdov, N.I. Polushkin, N.N. Salashchenko // Thin Solid Films. 1995. V. 263. P. 169–174.

5. Vandervorst, W. Semiconductor profiling with subnm resolution: Challenges and solutions //Applied Surface Science. 2008. V. 255. P. 805–812.

Анализ чувствительности масс-спектрометра TOF.SIMS-5 к матричным элементам в слоях GeSi при регистрации комплексных ионов

М.Н. Дроздов, Ю.Н. Дроздов, Д.Н. Лобанов, А.В. Новиков, Д.В. Юрасов

Институт физики микроструктур РАН, 603950, ГСП-105, Нижний Новгород. e-mail: drozdyu@ipm.sci-nnov.ru

Задачей настоящей работы было определение чувствительности и построение градуировочных кривых для прибора нового типа - времяпролетного (time-of-flight) масс-спектрометра TOF.SIMS при анализе концентрации матричных элементов в слоях твердого раствора GerSil-r методом вторично-ионной масс-спектрометрии (ВИМС). Известно [1], что чувствительность ВИМС к примесным атомам достаточно легко определяется по калибровочному образцу, поскольку в области малых концентраций при неизменной матрице сохраняется линейная зависимость интенсивности регистрируемых ионов от концентрации атомов в матрице. Однако чувствительность к атомам, концентрация которых составляет единицы и десятки процентов (матричные элементы), существенно нелинейна и зависит от самой этой концентрации. Теоретические расчеты здесь отстают от эксперимента, см., например, [2], поэтому одновременно продолжается развитие теории и экспериментальных приемов калибровки, необходимых для надежного анализа полупроводниковых гетероструктур. Подобные работы проводятся во многих группах, использующих приборы этого типа, по причине того, что к настоящему времени результаты не доведены до уровня, когда фирмаизготовитель могла бы включить процедуру калибровки в состав матобеспечения прибора. Исследованные в настоящей работе слои Ge_xSi_{1-x} это один из простейших и хорошо изученных типов структур, что позволяет сравнить полученные результаты с результатами других групп. Было, в частности, показано [3], что выход ионов ⁷⁰Ge⁻ и $^{70}\mathrm{Ge}^+$ из слоя $\mathrm{Ge}_x\mathrm{Si}_{I\text{-}x}$ не является монотонной функцией состава х. Одной и той же интенсивности могут соответствовать разные x, что говорит о сильных матричных эффектах. Более информативным оказался анализ по выходу комплексных ионов (⁷⁴Ge⁷⁶Ge⁻) [3], Ge₂⁻, Ge₃⁻, Ge₄⁻ [4]. Наиболее полезными показали себя комплексные ионы GeCs⁺, GeCs₂⁺, в общем случае $M_nCs_k^+$ [5–7], где М - анализируемый элемент, а цезий появился из распыляющего пучка Cs⁺. В работе [7] для прибора TOF-SIMS V при распылении ионами Cs⁺, 2 кэВ, анализирующий пучок Ві3⁺, 25 кэВ, угол наклона обеих пушек 45°, были найдены коэффишиенты для линейных зависимостей W = kX. где $W = (GeCs_k^+/SiCs_k^+)$ определено из профилей ВИМС тестовых образцов, а X = [x/(1-x)] из независимых измерений. Получены значения k = 0.443 (MCs_2^+) и k = 0.341 (MCs^+) , однако при сравнении с аналогичными результатами для магнитносекторного ВИМС Сатеса 5F оказалось, что параметр линейной регрессии R для TOF-SIMS V несколько хуже, R (MCs₂⁺) = 0.9974 против 0.9999. Остается много вопросов, связанных с зависимостью калибровочных коэффициентов от условий эксперимента, а также более общие вопросы, например о достаточности линейной аппроксимации и о том, что считать критерием преодоления матричных эффектов.

Эксперимент. Были выращены тестовые структуры толстых слоев Ge_xSi_{1-x} с набором составов x от 5 до 40%. На приборе TOF.SIMS-5 выполнен послойный ВИМС-анализ и определен выход разнообразных ионов и кластеров в зависимости от состава слоя в стационарном режиме, когда интенсивность выходит на стационарное значение вдали от поверхности и переходных областей. Использован распыляющий пучок Cs⁺, 2 кэВ, наклон 45° к поверхности. Анализирующий пучок – Bi_3^+ , 25 кэВ, наклон 45°. Состав слоев независимо измерен методом рентгеновской дифрактометрии (РД) локально в области образца рядом с кратером ВИМС с учетом остаточных упругих деформаций.

На рис. 1 показаны интенсивности выхода некоторых ионов в зависимости от состава слоя. Видна существенная нелинейность зависимостей (менее других для Cs_2Ge^+), что говорит о сильном влиянии матричных эффектов. Линейность существенно улучшается, рис. 2, при использовании x/(1-x)-нормировки, когда берется относительная интенсивность выхода ионов в зависимости от x(Ge)/x(Si). Более наглядно, на уровне доли процента, качество калибровки демонстрирует рис. 3, где видно отклонение "предсказываемых" по градуировочной прямой ВИМС значений x(Ge) от измеренных РД-методом. Использована следую-



Рис. 1. Интенсивность выхода некоторых ионов в зависимости от состава слоя. Интенсивности нормированы максимальным значением на 1.

щая процедура. Точки рис. 1 и 2 аппроксимированы прямыми линиями, которые служат градуировочными линиями при использовании соответствующих ионов, $\Delta x = x_{\text{выч}} - x_{\text{эксп}}$, где $x_{\text{выч}}$ определено по градуировочной прямой, а $x_{\text{эксп}}$ – рентгеновское x(Ge). Получены коэффициенты наклона k = 0,83 для $\text{Cs}_2\text{Ge}^+/\text{Cs}_2\text{Si}^+$ и k = 0,68 для $\text{CsGe}^+/$ CsSi⁺.



Рис. 2. Относительная интенсивность выхода некоторых ионов в зависимости от x(Ge)/x(Si). Интенсивности нормированы максимальным значением на 1.



Рис. 3. Отклонение ВИМС-значений *х*(Ge) от измеренных РД-методом.

<u>Обсуждение.</u> Рис. 2 и 3 показывают, что точность определения состава слоев по данным ВИМС достигает 1% при использовании калибровочной линии Cs_2Ge^+/Cs_2Si^+ в зависимости от x/(1-x). Отличие (~ в 2 раза) значений k от данных работы [7] связано с неоговоренным авторами [7] использованием изотопа ⁷⁰Ge в отличие от ⁷⁴Ge, использованного нами. В смеси изотопов в природном германии отношение ⁷⁴Ge/⁷⁰Ge ≈ 1.8, что и объясняет расхождение. Это подтверждается тем, что наши данные по $Cs_n^{70}Ge^+$ близки к [7]. Использование ⁷⁴Ge имеет преимущество, поскольку

повышает чувствительность анализа примерно в 2 раза.

Близкие к линейным зависимости от x(Ge) для Cs₂Ge и Ge₂ (рис. 1) говорят о возможности преодолеть матричные эффекты без перехода к относительным интенсивностям, хотя точность анализа несколько хуже, чем при использовании относительных интенсивностей.

Природу линеаризации выхода Ge_2^+ в сравнении с Ge^+ (рис. 1) можно объяснить тем, что вероятность выхода комплексного иона пропорциональна произведению вероятностей выхода одиночных атомов, а выход Ge^+ (рис. 1) имеет примерно корневой характер, $\sqrt{x}\sqrt{x} = x^1$.

Выводы

1. Использование комплексных ионов Ge₂⁺, Cs₂Ge⁺ позволяет в значительной степени преодолеть влияние матричных эффектов при ВИМС-анализе слоев GeSi.

2. Наиболее точные значения концентрации твердого раствора Ge_xSi_{1-x} получаются при ВИМСанализе отношения интенсивностей $CsGe^+/CsSi^+$ в зависимости от x/(1-x).

3. Коэффициенты наклона калибровочной прямой зависят от условий эксперимента и выбора изотопов, в частности чувствительность метода повышается почти в 2 раза при использовании изотопа ⁷⁴Ge вместо ⁷⁰Ge.

Работа поддержана РФФИ, грант 09-02-00389, а также программами Президиума РАН.

1. *Prutton M.* Introduktion to surface physics / M. Prutton. – Oxford: Clarendon Press, 1994. – 214 p.

2. Zubaer Hossain M. Differential sputter yields in $Si_{1-x}Ge_x / M$. Zubaer Hossain, Jonathan B. Freund, H.T. Johnson //J. Appl. Phys. 2008. V. 103. P. 073508.

3. Sanchez-Almazan F. Matrix effects in SIMS depth profiles of SiGe relaxed buffer layers / F. Sanchez-Almazan, E. Napolitani, A. Carnera, A.V. Drigo, G. Isella, H. von Kanel, M. Berti//Appl. Surf. Science. 2004. V. 231/232. P. 704–707.

4. Perego M. Negative cluster emission in sputtering of $Si_{1-x}Ge_x$ alloys: A full spectrum approach / M. Perego, S. Ferrari, M. Fanciulli // Surface Science 2005. V. 599. P. 141–149.

5. *Kudriavtsev Yu.* Emission of CsM+ clusters / Yu. Kudriavtsev, A. Villegas, A. Godines, R. Asomosa // Appl. Surf. Sci. 2003. V. 206. P. 187–195.

6. Saha B. Secondary ion mass spectrometry of MCs molecular ion complexes / B. Saha, P. Chakraborty // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research B. 2007. V. 258. P. 218–225.

7. *Marseilhan D.* Quantification of SiGe layer composition using MCs^+ and MCs_2^+ secondary ions in ToF-SIMS and magnetic SIMS / D. Marseilhan, J.P. Barnes, F. Fillot, J.M. Hartmann, P. Holliger // Appl. Surf. Sci. 2008. V. 255. P. 1412–1414.
Динамический эффект поля в гетеронаноструктурах с квантовой ямой и квантовыми точками In(Ga)As/GaAs, легированных δ-слоем Mn

Л.А. Истомин, И.А. Карпович

ННГУ им. Н.И. Лобачевского, пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород. e-mail: laistmn@gmail.com

В последнее время полупроводниковые структуры, легированные ферромагнитной примесью, привлекают внимание исследователей в связи с возможностью реализации на их основе приборов спиновой электроники. Одним из способов получения квантово-размерных структур (КРС), обладающих ферромагнитыными свойствами, является использование дельта-слоев магнитной легирующей примеси, в частности Mn [1].

В работе исследован динамический эффект поля (ДЭП) в эпитаксиальных слоях *p*-GaAs $(p \sim 10^{11} - 10^{12} \text{ см}^{-2})$ и КРС *p*-типа, легированных δ-слоем Мп, с одиночными слоями квантовых ям (КЯ) и квантовых точек (КТ) In(Ga)As/GaAs. Структуры выращивались на подложках полуизолирующего GaAs. Буферный слой *p*-GaAs толщиной 0,4 мкм, слой КЯ In_{0 27}Ga_{0 73}As толщиной 10 нм или слой КТ InAs, спейсерный слой GaAs толщиной 3-5 нм наносились при температуре 600 и 520 °С методом газофазной МОС-гидридной эпитаксии при атмосферном давлении водорода, а δ-слой Mn толщиной 0,1-0,4 монослоя и покровный слой GaAs толщиной ~ 30 нм наносились лазерным испарением соответствующих мишеней при пониженной температуре (450 °C) для уменьшения диффузионного размытия б-слоя [2]. Исследованные структуры выращены Б.Н. Звонковым. Поверхностная плотность КТ составляла $(0,5-1)\cdot 10^{10}$ cm⁻².

ДЭП исследовался по методу [3] при подаче на управляющий электрод МДП-структуры типа полевого транзистора монополярного пульсирующего напряжения $V_g(t)$, инжектирующего основные носители в КРС. Измерялось динамическое изменение поверхностной проводимости полупроводника (КРС) в эффекте поля $\Delta \sigma_s(V_g(t))$ на частоте 100 Гц, которое в общем случае имеет вид петли гистерезиса. Измерения проводились на разборных МДП-структурах с тонкой (~ 10 мкм) пластинкой слюды в качестве диэлектрика. Благодаря малой емкости слюдяного конденсатора С_D по сравнению с поверхностной емкостью полупроводника инжектированный в КРС заряд $Q_s \approx$ $\approx C_D V_s(t)$ пропорционален напряжению на управляющем электроде Vg(t), что облегчает анализ кривых ДЭП. В отсутствие захвата инжектированных носителей в поверхностные и объемные ловушки зависимость $\Delta \sigma_s(V_g(t))$ не имеет гистерезиса и является прямой линией, наклон которой определяется дрейфовой подвижностью основных носителей на границе области пространственного заряда с квазинейтральной областью. Захват носителей проявляется в уменьшении наклона и нелинейности кривых ДЭП и появлении петли гистерезиса, ширина которой при $\Delta \sigma_s = 0$ определяется концентрацией захваченных в ловушки носителей.

На рис. 1 приведены кривые ДЭП структур с однородным слоем *p*-GaAs (кривая *l*), со слоем *p*-GaAs, легированным δ-слоем Mn (кривая *2*), и легированной δ-слоем Mn КРС с КЯ (кривая *3*).



Рис. 1. ДЭП в б-легированных Мп структурах: l – однородный слой *p*-GaAs (5403), 2 – легированный бслоем Мп слой GaAs (5755), 3 – легированная б-слоем Мп КРС с КЯ (5765). Стрелками на рисунке показана ширина петли гистерезиса V_{gh} при $\Delta \sigma_s = 0$.

ДЭП в однородном слое *p*-GaAs (кривая *l*) характеризуется относительно небольшой шириной петли гистерезиса $V_{gh} \sim 5$ В и большим наклоном начального участка кривой ДЭП. Ему соответствует подвижность в эффекте поля $\mu_{f}(0) \approx 180 \text{ см}^2/\text{B}\cdot\text{c}$, которая близка к значению холловской подвижности дырок в данном образце. Это свидетельствует о слабом захвате носителей, который происходит в основном на поверхностные состояния (ПС), и ему препятствует поверхностный барьер высотой около 0.5 эВ.

Кривые ДЭП для легированных δ-слоем Mn слоя GaAs (кривая 2) и КРС с КЯ (кривая 3) отличаются малым наклоном и большой шириной петли гистерезиса, что говорит о значительном захвате инжектированных дырок в этих структурах в ловушки, вносимые в основном δ-слоем Mn. Концентрация центров захвата в легированных Mn слоях и КРС более чем на порядок превышает эту концентрацию в нелегированных структурах.

По полученным кривым ДЭП определены некоторые параметры структур: подвижности в эффекте поля в начале действия напряжения $V_g(t)$ $\mu_F(0)$, когда захват в ловушки минимален, и при амплитудном значении $\mu_F(V_{ga})$, когда захват максимален. Эти параметры приведены в таблице, в которой они сравниваются с холловской подвижностью основных носителей (дырок) μ_H . В таблице также указаны ширина петли гистерезиса ΔV_{gh} и рассчитанная по ней концентрация захваченных в ловушки носителей.

№ обр.	$\mu_F(0),$ cm ² /B·c	$\mu_F(V_{ga}),$ cm ² /B·c	$\mu_{H},$ cm ² /B·c	$\Delta V_{gh},$ B	N_t , см ⁻²
5403	180	100	150	54	$3,7.10^{9}$
5755	43	15	100	320	$4,5.10^{10}$
5765	27	4,6	160	370	$6,5.10^{10}$
5520	43	7,3	12	345	$2,4.10^{10}$

Параметры структур, определенные по кривым ДЭП

Из таблицы видно, что в структурах с δ слоями Mn наблюдается низкая подвижность в эффекте поля μ_F , что говорит о сильном захвате носителей, причем значение подвижности и концентрации захваченных в ловушки носителей практически не зависит от наличия и типа квантово-размерного слоя (КЯ, КТ), а также от расстояния между КРС и слоем Mn. Захват носителей в таких структурах, вероятно, определяется захватом в ловушки в самом δ -слое Mn или вблизи него.

На рис. 2 приведена кривая ДЭП в КРС с КТ и δ -слоем Mn на расстоянии 10 нм от слоя КТ (кривая l) в сравнении с кривой ДЭП однородного слоя GaAs без δ -Mn. Подвижности в ДЭП, определенные различными способами, а также значения ширины петли гистерезиса и концентрация захваченных в ловушки носителей приведены в последней строке таблицы.



Рис. 2. ДЭП: *1* – однородный слой GaAs (5403), *2* – КРС с КТ и δ-слоем Mn (5520). Стрелками на рисунке показана ширина петли гистерезиса *V*_{eh}.

Как и в легированных δ-слоем Mn КРС с КЯ, кривые ДЭП в КРС с КТ характеризуются малым наклоном и низкой подвижностью в ДЭП, близкой к подвижности в описанных выше структурах с δслоем Mn. Концентрация захваченных носителей в КРС с КТ на порядок превышает эту величину, полученную для образца 5403, не содержавшего δ-Mn, и близка к концентрации в структурах 5755 и 5765 (см. табл.).

Наличие высокой концентрации ловушек вблизи дельта-слоя Мп подтверждается измере-

ниями спектров барьерной фотоЭДС в системе «полупроводник – электролит» (ФПЭ) для этих структур. На рис. 3 показаны спектры ФПЭ КРС с КТ и δ -Мп и с разной толщиной спейсерного слоя – 10 нм (кривая 1) и 30 нм (кривая 2). Для сравнения приведен также спектр КРС, не содержащей дельта-слоя Мп (кривая 3). При толщине спейсерного слоя 10 нм фоточувствительность от слоя КТ полностью исчезает, при этом, однако, сохраняется фоточувствительность от КЯ смачивающего слоя. При толщине спейсера 30 нм на спектре ФПЭ начинает выявляться фоточувствительность от КТ.



Рис. 3. Влияние δ -слоя Mn на спектр ФПЭ ГНС с КТ. Толщина спейсерного слоя, нм: $l - 10, 2 - 30, 3 - 6 \epsilon_3 \delta$ -слоя Mn.

Исчезновение фоточувствительности от КТ при приближении к ним слоя δ -Мп объясняется появлением в КТ конкурирующего с эмиссией неравновесных носителей канала безызлучательной рекомбинации через дефекты. Поскольку темп эмиссии носителей из КЯ значительно выше темпа эмиссии носителей из КТ, фоточувствительность от смачивающего слоя сохраняется при меньшей толщине спейсера (кривая l). Как показали специальные эксперименты, она еще сохраняется при толщине спейсера 1,5 нм.

Работа выполнена при поддержке Минобрнауки РФ (проект РНП.2.2.2.2/4297) и CRDF грант BP4M01.

1. *Matsukura, F.* III-V Ferromagnetic Semiconductors / F. Matsukura, H. Ohno, T. Dietl // Handb. Magn. Mater. 2002. V. 14. P. 1–87.

2. Звонков, Б.Н. Лазерное распыление в атмосфере водорода как новый метод формирования полупроводниковых наногетероструктур / Б.Н. Звонков, О.В. Вихрова, Ю.А. Данилов и др. // Нанотехника. 2008. № 1, вып. 13. С. 32–43.

3. *Карпович, И.А.* Влияние квантово-размерных слоев In(Ga)As на эффект поля в слоях GaAs / И.А. Карпович, С.В. Тихов, Л.А. Истомин и др. // Вестник ННГУ. 2008. № 1. С. 25–29.

Фиксация многостенных углеродных нанотрубок в металлических матрицах методом MOCVD с целью создания различных наноустройств

Б.С. Каверин¹, А.М. Объедков¹, А.И. Кириллов¹, В.А. Егоров¹, Н.М. Семенов¹, Г.А. Домрачев¹, Л.Б. Каверина¹, С.А. Гусев², А.Д. Мансфельд³

¹ Институт металлоорганической химии им. Г.А. Разуваева РАН, ул. Тропинина, 49, Нижний Новгород, 603950. ² Институт физики микроструктур РАН, ГСП-105, Нижний Новгород, 603950. ³ Институт прикладной физики РАН, ул. Ульянова 46, Нижний Новгород, 603950.

e-mail: amo@iomc.ras.ru

При использовании многостенных углеродных нанотрубок, как в виде массивов, так и единичных, для создания различных наноразмерных устройств, например катодов с полевой эмиссией или кантилеверов АСМ, возникает проблема их позиционирования и закрепления в нужном месте. Нами с применением технологии осаждения из паровой фазы металлорганических соединений (метод MOCVD) и с использованием в качестве прекурсоров ферроцена и толуола разработаны методики получения и выделения макроскопических полых цилиндров (длинной до 50 мм, внешним диаметром 17 мм), имеющих стенки (толщиной до 3 мм) из радиально ориентированных многостенных углеродных нанотрубок (МУНТ) как наноструктурных элементов макроцилиндров. Данные о структуре на различных масштабных уровнях и свойствах исследуемых образцов получены методами ΡΦΑ, ΡЭΜ, ΤΓΑ, ΠЭΜΒΡ.



Рис. 1. Фотография макроцилиндров со стенками из радиально ориентированных МУНТ. *1*, 2 – исходные макроцилиндры, 3 – макроцилиндр с покрытием пиролитического хрома. Масштабный отрезок 1 см.

Нами, также с использованием метода МОСVD, разрабатываются технологии осаждения на поверхность МУНТ наноструктурированных покрытий различных металлов как магнитных, так и не магнитных (Fe, Cr, Ni, Al, W), а также их оксидов (Cr₂O₃, WO₃) и карбидов (Cr₃C₂, Cr₇C₃, WC). Основная цель таких исследований – получение наноструктурированных композитов, когда соответствующее покрытие прочно сцеплено с исходной МУНТ, что делает их привлекательными для практического применения, например в качестве кантилеверов для ACM.



Рис. 2. РЭМ-микрофотография торцевой поверхности макроцилиндра. Масштабный отрезок 100 мкм.

При рассмотрении панорамы скола образца массива МУНТ с покрытием пиролитического хрома создается впечатление, что часть МУНТ разрушаются не по границе скола, а как бы выдернуты из покрытия (рис. 3 и 4).



Рис. 3. РЭМ-микрофотография панорамы скола массива МУНТ с покрытием пиролитического хрома. Масштабный отрезок 200 нм.

Однако исследование фронтального изображения скола (рис. 4) показывает, что наружная часть МУНТ крепко связана с покрытием пиролитического хрома. Внешние слои многостенной углеродной нанотрубки остаются в металлической матрице, а выдергивается только её внутренняя часть. Обрыв, по-видимому, происходит по ближайшему к границе разрыва дефекту, а сдвиг между стенками МУНТ происходит со значительно меньшим сопротивлением, чем по границе «МУНТ – покрытие».



Рис. 4. Массив нанотрубок покрытых пиролитическим хромом (масштабный отрезок 200 нм).

В рассматриваемом случае осаждение покрытия проводилось в статическом режиме. Поскольку поверхность загружаемого образца в виде макроцилиндра со стенками из радиально ориентированных нанотрубок была приблизительно одинаковой для всех исследуемых образцов, толщина покрытия регулировалась массой загружаемого в реактор МОС. Регулируя массу загрузки МОС, можно получать как индивидуальные МУНТ с покрытием, так и монолитные металлические структуры, содержащие ориентированные МУНТ в качестве наполнителя. Если монолитный образец отшлифовать по плоскости, перпендикулярной нанотрубкам, а затем стравить металл на определенную глубину, можно получить катод с холодной эмиссией, у которого все острия будут иметь одинаковую длину. При меньшей загрузке исходного МОС образец состоит из индивидуальных МУНТ с покрытием. При механическом дроблении такого образца в агатовой ступке он распадается на фрагменты, содержащие как сростки (рис. 5), так и единичные МУНТ (рис. 6).



Рис. 5. Пучок МУНТ, покрытых пиролитическим хромом.

Известно, что для повышения разрешающей способности атомно-силовых микроскопов (ACM) на острие кантилевера помещают нано-

трубку. Например, заранее выращенную и отобранную нанотрубку помещают с помощью высокоточного манипулятора в отверстие, «высверленное» в острие стандартного кантилевера с помощью ионного травления, или нанотрубку выращивают на острие кантилевера с нанесенной каталитической наночастицей под контролем просвечивающего электронного микроскопа. В случае магнитно-силовой микроскопии поверхность зонда покрывают слоем ферромагнитного материала [1]. Однако представляет интерес создание зонда, чувствительным элементом которого будет нанотрубка с инкапсулированной ферромагнитной частицей.



Рис. 6. Единичная многостенная углеродная нанотрубка с покрытием пиролитического хрома. Стрелками указаны: 1) оболочка в виде замкнутой многостенной нанотрубки;. 2) железная нанопроволочка с поперечным сечением менее 10 нм; 3) покрытие из пиролитического хрома.

Закрепление такой нанотрубки в немагнитном покрытии может существенно упростить дальнейшие манипуляции по ее закреплению на кантилевере ACM. На рис. 6 видно, что покрытие по толщине в несколько раз превосходит сечение исходной закрепленной в нем нанотрубки, содержащей ферромагнитную наночастицу α-Fe.

Выводы

Применение метода химического осаждения из паровой фазы металлоорганических соединений позволяет формировать структуры из многостенных углеродных нанотрубок с заданной геометрией, а также осаждать на их поверхность наноструктурированные покрытия.

Фиксация индивидуальных многостенных углеродных нанотрубок в металлической матрице облегчает манипулирование ими с целью создания различных устройств на их основе.

Работа выполнена при финансовой поддержке Гранта Президента РФ НШ-3826.2010.3, Государственного контракта № П-337, Гранта РФФИ 09-02-00726-а и программы фундаментальных исследований Президиума РАН «Основы фундаментальных исследований нанотехнологий и наноматериалов».

^{1.} *Миронов, В.Л.* Основы сканирующей зондовой микроскопии / В.Л. Миронов. – М. : Техносфера, 2004. – 144 с.

Генерации поверхностных акустических волн гигагерцового диапазона в наноструктурах при пикосекундном оптическом возбуждении

А.Ю. Клоков, А.И. Шарков, Т.И. Галкина

Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, Ленинский пр., 53, 119991, Москва. e-mail: klokov@lebedev.ru

Создание приборов акустоэлектроники, работающих вплоть до субтерагерцового диапазона частот, требует проведения исследований, которые должны быть направлены на получение новых экспериментальных данных о возбуждении, распространении и рассеянии высокочастотных поверхностных акустических волн (ПАВ). Весьма перспективным является использование оптических методов, в особенности так называемых методов пикосекундной акустики для исследования ПАВ гигагерцового и субтерагерцового диапазонов. Основными преимуществами оптических методов по сравнению с традиционными, основанными на применении встречно-штыревых преобразователей (ВШП), является возможность генерации и детектирования широкополосных ПАВ не только на специально ориентированных пьезоэлектриках, но и на других материалах. Кроме того, возможно наблюдение с высоким пространственным разрешением (~1 мкм) особенностей распространения, например анизотропии, дисперсионных эффектов [1], а также рассеяния ПАВ различными структурными дефектами [2].

Известно, что при импульсном лазерном облучении поверхности полупроводника в результате термоупругого эффекта генерируются поверхностные волны с частотами до ~1 ГГц. Такое ограничение спектра (даже при пико-/фемтосекундной длительности возбуждающих лазерных импульсов) вызвано, в первую очередь, размерами облучаемой области [3]. Характерные частоты возбуждаемых ПАВ v~V_{ПАВ}/D (V_{ПАВ} – скорость поверхностной волны, D – размер облучаемой области, которая при использовании лазерных источников видимого диапазона составляет не менее одного микрометра).

Расширить диапазон генерируемых поверхностных волн до десятков и сотен гигагерц позволит использование планарных микро/наноструктур, возбуждаемых пико- и фемтосекундными лазерными импульсами. С помощью таких структур возможно создание на поверхности твердого тела заданного пространственно-временного распределения упругих напряжений, приводящего к возбуждению ПАВ необходимого спектрального состава [4, 5].

Целью данной работы было проведение оценок эффективности генерации, спектрального состава ПАВ при импульсном оптическом возбуждении решетки, состоящей из металлических полосок, сформированных на поверхности кристалла (рис. 1). Механизм генерации следующий. Структура облучается импульсом пикосекундного лазера (длина волны 760–800 нм, длительность ~2 пс). Часть энергии лазерного импульса (10–20%) поглощается в пленке на глубине порядка 10 нм. Горячие носители за пикосекундное время диффундируют на всю толщину пленки и термализуются [6]. В результате термоупругого эффекта в каждой из полосок формируется импульс упругого напряжения, и таким образом на поверхности подложки создаётся периодическая (по пространству) совокупность нормальных возмущений, возбуждающая ПАВ.



Рис. 1. Структура для генерации высокочастотных ПАВ

Анализ эффективности генерации и спектрального состава проводился в два этапа. Сначала были найдены спектр и временная зависимость упругих напряжений, возникающих на границе подложки и металлической пленки в результате термоупругого эффекта. Далее, используя результаты работы [4], были рассчитаны спектральные и временные характеристики тензора деформации в ПАВ. Для определения упругих напряжений на границе «пленка – подложка» была решена задача термоупругости. Распределение температуры в пленке полагалось постоянным по глубине, что, по литературным данным, верно при толщинах <50 нм. При расчете динамики температуры предполагалось, что пленка изотермическая, на границе с подложкой существует граничное тепловое сопротивление, а перегрев подложки равен нулю. Параметры металлической пленки соответствовали массивному титану, а подложки – по скорости звука и плотности (v_L =18.2·10³ м/с, v_T =12.3·10³ м/с, ρ=3.51·10³ кг/м³) алмазу. Длительность лазерного импульса на полувысоте 2 пс, частота повторения 76 МГц, что соответствует типичным параметрам титан-сапфирового лазера с синхронизацией мод MIRA-900 в пикосекундном режиме. Расчеты показали, что зависимость давления на поверхность подложки от времени имеет осциллирующий затухающий вид. Это вызвано заметным акустическим рассогласованием, коэффициент отражения от границы «Ті – алмаз» ~15%. Период осцилляций ~7.5 пс, при толщине Ті пленки 10 нм. Перегрев пленки достигает 54 °С при энергетической экспозиции $E_0=1.3 \ \text{Дж} \cdot \text{м}^{-2}$, максимальное давление на поверхность подложки ~330 атм. Спектральный максимум давления находится на частоте ~136 ГГц (рис. 2) и может быть смещен за счет изменения толщины и материала металлической пленки.



Рис. 2. Нормированный спектр. Пунктир – давление на границе «металлическая пленка – подложка». Сплошная кривая – спектр касательной компоненты тензора деформации ПАВ.

Увеличение толщины сдвигает спектр в низкочастотную область. Расчеты спектрального состава, временной зависимости касательной и нормальной компонент тензора деформации ПАВ проводились для решеток с оптимальным с точки зрения согласования со спектром упругих напряжений на поверхности подложки периодом $L=2a=\lambda_{\rm R}=v_{\rm R}/136$ ГГц=80 нм (a – ширина полоски, λ_R, v_R – соответственно длина и скорость рэлеевской волны). Спектр касательной и нормальной компонент тензора деформации ПАВ имеет резкий максимум на частоте $f_0 = 136$ ГГц (рис. 2). Ширина спектра по нулям основного лепестка определяется количеством полосок $\Delta f \approx 2f_0/N$, и у структуры, содержащей 11 полосок, составляет ~24 ГГц. Временная зависимость компонент тензора деформации имеет вид цуга с количеством периодов колебаний, приблизительно соответствующим количеству полосок в структуре (рис. 3).

Качественно это можно понять следующим образом: в точку наблюдения приходит сначала

импульс от ближайшей полоски, через период колебаний от следующей и т.д. Этот вывод подтверждают проведенные расчеты для структур с разным числом полосок: при увеличении числа полосок амплитуда колебаний практически не изменяется, в то время как общая длительность растет пропорционально числу полосок. Можно также отметить, что деформация в ПАВ довольно большая, $u_{xx} \sim 3 \cdot 10^{-5}$, при энергетической экспозиции 1.3 Дж·м⁻². Таким образом эффективность возбуждения ПАВ можно характеризовать величиной $u_{xx}/E_0=2.3 \cdot 10^{-5}$ м²/Дж.



Рис. 3. Касательная компоненты тензора деформации в ПАВ.

1. Wright, O.B. Real-time imaging and dispersion of surface phonons in isotropic and anisotropic materials / O.B. Wright, Y. Sugawara, O. Matsuda, M. Takigahira, Y. Tanaka, S. Tamura, V.E. Gusev // Physica B 2002. V. 316–317. P. 29–34.

2. *Hurley*, *D.H.* Time-resolved surface acoustic wave propagation across a single grain boundary / D.H. Hurley, O.B. Wright, O. Matsuda, T. Suzuki, S. Tamura, Y. Sugawara // Physical Review B 2006. V. 73, № 125403. P. 1–6.

3. Карабутов, А.А. Лазерное возбуждение поверхностных акустических волн: новое направление в оптико-акустической спектроскопии твердого тела // УФН 1985. Т. 147, вып. 3. С. 605.

4. Викторов, И.А. Звуковые поверхностные волны в твердых телах / И.А. Викторов. – М.: Наука, 1981. – 287 с.

5. Hurley, D.H. Picosecond surface acoustic waves using a suboptical wavelength absorption grating / D.H. Hurley and K.L. Telschow // Phys. Rev. B 2002. V. 66, $N_{\rm P}$ 153301. P. 1–4.

6. *Stoner R.J.* Kapitza conductance and heat flow between solids at temperatures from 50 to 300 K / R.J. Stoner, H.J. Maris // Phys. Rev. B 1993. V. 48. P. 16373.

Методика определения модуля Юнга слоёв кремния на сапфире посредством АСМ

Д.А. Павлов, Е.В. Коротков, П.А. Шиляев, Н.О. Кривулин, А.И. Борбов

ННГУ им. Н.И. Лобачевского, Нижний Новгород. e-mail: Krivulin@phys.unn.ru

При уменьшении размеров объектов до нанометрового масштаба увеличивается отношение площади поверхности к объему, что ведет к преобладанию роли свойств поверхности над свойствами объемного материала. Более того, сами механические свойства объекта могут сильно измениться при уменьшении масштаба [1].

Изучение механических свойств материалов на нанометровых масштабах особенно важно при разработке микро- и наноэлектромеханических систем (МЭМС, НЭНС) [2]. Стандартная методика Z-модуляции атомно-силовой микроскопии позволяет без труда получать картину контраста локальной упругости материала и выделять области с отличающимися упругими свойствами [3], но численные расчеты модуля Юнга исследуемого материала затруднены ввиду сложного вида деформации зонда и образца.

В данной работе исследуются метод определения модуля Юнга материала посредством методики Z-модуляции ACM на примере исследования упругих свойств слоев кремния на сапфире, полученных методом молекулярно-лучевого осаждения.

В этом методе кантилевер колеблется с частотой 15–30 кГц, при взаимодействии с поверхностью изменяется его амплитуда. Сигнал Zмодуляции различен для образцов с разными упругими свойствами.

Результаты эксперимента показали, что сигнал Z-модуляции на кремнии зависит от толщины кремниевой пленки и температуры роста (рис. 1). Это объясняется неравномерным распределением дефектов по толщине слоёв кремния на сапфире.



Рис. 1. Зависимость сигнала Z-модуляции от толщины кремниевого слоя для разных температур роста.

Для определения модуля Юнга из сигнала Zмодуляции использовалась модель Герца [4] для соприкосновения двух тел. Если два тела сдавливаются с силой *F*, то сближение $h = F^{\frac{2}{3}} \left\{ D^2 \left(\frac{1}{R} + \frac{1}{R'} \right) \right\}^{\frac{1}{3}}, \qquad (1)$

где

где R, σ , E, R', σ' , E' – радиусы кривизны, коэффициенты Пуассона и модули Юнга сдавливаемых тел. $F = k \cdot Z$, где k – жесткость кантилевера, Z – величина, характеризующая его изгиб.

 $D = \frac{3}{4} \left(\frac{1 - \sigma^2}{E} + \frac{1 - {\sigma'}^2}{E} \right),$

При взаимодействии зонда и поверхности в режиме Z-модуляции глубина проникновения h изменяется с той же частотой, что и величина модуляции силы. Поэтому, анализируя выражение (1) при силе, модулированной по синусоидальному закону, можно численно оценивать модуль Юнга исследуемого образца. Необходимо учесть, что в режиме Z-модуляции глубина проникновения будет складываться из двух составляющих: $h + \Delta h$, h обусловлена влиянием постоянной силы и равна глубине проникновения зонда в режиме постоянной силы ACM, Δh обусловлена влиянием переменной силы и пропорциональна сигналу Z-модуляции. После всех преобразований получаем выражение для эффективного модуля Юнга:

$$E \mathfrak{I} \phi = \frac{3}{4} \cdot \frac{\left((k \cdot Z)^{2/3} + (k \cdot \Delta Z)^{2/3} \right)^{3/2}}{\sqrt{R} \cdot \Delta h^3} , \qquad (2)$$
$$\frac{1}{E \mathfrak{I} \phi} = \left(\frac{1 - \sigma^2}{E} + \frac{1 - \sigma'^2}{E'} \right) .$$

Здесь σ , E, σ' , E' – коэффициенты Пуассона и модули Юнга исследуемого образца и АСМ-зонда, ΔZ – изгиб кантилевера, обусловленный переменной силой, R – радиус закругления зонда. Z определяется по наклонному участку на кривой подвода зонда (рис. 2).



Рис. 2. Кривая подвода зонда



Рис. 3. Карта распределения сигнала Z-модуляции (*a*) и гистограмма распределения амплитуд сигнала (*б*) для слоя кремния толщиной 40 нм, выращенного при температуре 675 °C. Для аппроксимации использовалось распределение Гаусса.

Далее был вычислен модуль Юнга для слоя кремния 40 нм на сапфире. Для вычисления среднего значения, строилась гистограмма сигнала Z-модуляции и аппроксимировалась с использова-

нием распределения Гаусса. Далее из сигнала Z-модуляции вычислялись ΔZ и Δh .

 $E_{2}\phi = 0.4 \cdot 10^{11} \text{ H/m}^2.$

В эксперименте использовались кремниевые зонды ($E = 1.3 \cdot 10^{11}$ H/м²), по формуле (2) вычисляем модуль Юнга слоя кремния:

 $E_{2}\phi = 0.6 \cdot 10^{11} \text{ H/m}^2.$

Итак, предложенная методика подходит для интерпретации результатов Z-модуляции ACM. Отличие вычисленного модуля Юнга от табличных значений обусловлено по нашему мнению: во-первых, различием свойств нанометрового слоя и объёмного материала, во-вторых, изменением свойств при уменьшении масштаба. Дальнейшая работа будет направлена на определение факторов, влияющих на свойства материалов.

Работа была выполнена при поддержке грантов Рособразования РНП 2.1.1/3626 и CRDF Post-Doctoral Fellowship Supplemental Award Y4-P-01-07.

1. *Ruan J., Bhushan B.* Atomic-scale friction measurements using friction force microscopy. Part I: general principles and new measurement techniques // ASME J. Tribol., 1994. V. 116. P. 378–388.

2. Springer Handbook of Nanotechnology / Bharat Bhushan // Springer, 2004. P. 1222.

3. Шиляев П.А., Павлов Д.А., Коротков Е.В., Треушников М.В., Кривулин Н.О. Исследование упругих и фрикционных свойств субмикронных слоев кремния на сапфире // Нано- и микросистемная техника. 2009. № 1. С. 32–34.

4. Ландау, Л.Д., Лифииц, Е.М. Теория упругости. М.: Наука, 1987. 247 с.

Изучение морфологии и оптических свойств структур «наночастицы серебра в полиакрилонитриле»

А.И. Машин¹, М.А. Кудряшов¹, А.С. Тюрин¹, Дж. Кидикимо², Дж.Де Фильпо²

¹ Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского, пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород. ² Калабрийский университет, Козенца, Италия.

e-mail: Kudryashov@phys.unn.ru

В настоящее время уделяется особое внимание исследованию наночастиц металла, диспергированных в прозрачной диэлектрической матрице. Эти наноматериалы проявляют необычные физические свойства и могут быть использованы для оптических, электрических и медицинских применений, а также для хранения данных. Из-за возбуждения поверхностных плазмонов наночастицы серебра, золота и меди порождают сильные полосы поглощения в видимой области спектра [1]. Положение, интенсивность и ширина данных полос определяются структурными особенностями металлических нановключений, такими как форма, размер, разброс по размеру и плотность. Поэтому разработка синтеза наноматериалов с определенной морфологией является очень важной целью исследований [2, 3]. Полимеры признаны превосходными связующими материалами для формирования устойчивой коллоидной дисперсии металлов [4]. Значительное внимание обращено на синтез наночастиц металла в матрицах полимера методом полимеризации, который включает растворение и восстановление солей или комплексов металлов одновременно с полимеризацией исходного мономера. Наряду с этим такие нанокомпозиты характеризуются простой и недорогой технологией изготовления.

Композитные пленки «наночастицы серебра в полиакрилонитриле» (НЧ-Аg/ПАН) были изготовлены методом фотополимеризации в присутствии фотоинициатора 2,2-диметокси-1,2-дифенил-этан-1-она (Ігдасиге 651). Полимеризация осуществлялась при помощи УФ-излучения с $\lambda \approx 365$ нм и мощностью излучения ~ 0,155 мВт/см². Для получения полимерной матрицы использовался акрилонитрил (CH₂=CH–CN). В качестве соли металла применялся нитрат серебра (AgNO₃). После смешивания мономера, фотоинициатора и AgNO₃, смесь помещалась между двумя покровными

стеклами (зазор 20 мкм) и полимеризовалась. При получении варьировалась концентрация исходных компонентов. Время облучения во всех экспериментах составляло ~ 90 мин.

Структура пленок изучалась с помощью просвечивающего электронного микроскопа (ПЭМ) Morgagni 268D фирмы FEI. Спектральные характеристики пленок в диапазоне 0.3×0.8 мкм исследовались на спектрофотометре Cary 5000. Инфракрасные спектры в диапазоне 4000÷400 см⁻¹, для которых, соответственно, вместо стекол использовались пластины NaCl, снимались на ИК-фурьеспектрометре Spectrum BX II.

На рис. 1 показаны изображения ПЭМ, которые отображают эволюцию размера и дисперсии частиц. В нанокомпозитах наблюдается однородная дисперсия и малый разброс по размерам НЧ Ад. Форма нановключений близка к сферической. При повышении содержания нитрата серебра в исходной смеси от 10 до 15 масс % диаметр частиц возрастает (от ~ 5 до ~ 10 нм), а их плотность $\sim 1 \times 10^{16}$ см⁻³ почти не изменялась. Повышение же концентрации инициатора в исходной смеси в диапазоне 0-25 масс. % ведет к уменьшению размера (от ~ 12 до ~ 2 нм) и к росту плотности (от ~1×10¹⁶ до ~5×10¹⁷ см⁻³) наночастиц. Рост содержания AgNO₃ приводит к увеличению возможности восстановления ионов Ag⁺ и встраивания анионов NO₃⁻ в полимерную цепочку. Последнее делает полимер более пластичным, снижая тем самым его стабилизирующие свойства. Поэтому полученные НЧ Ад увеличиваются в размере. Рост же концентрации фотоинициатора является причиной возрастания центров зародышеобразования и скорости стабилизации частиц, соответственно увеличивается плотность нановключений в полимерной матрице и уменьшается их размер.

Спектры поглощения в видимом диапазоне (рис. 2, 3) от композитных пленок показали нали-



Рис. 1. Изображения ПЭМ (150 × 150 нм) от пленок НЧ-Аg/ПАН при различных концентрациях AgNO₃ и фотоинициатора в исходной смеси: 10% AgNO₃, 2% фотоинициатора (*a*), 15% AgNO₃, 2% фотоинициатора (*b*) и 15% AgNO₃, 5% фотоинициатора (*b*)

чие максимума в области 420–450 нм, который принято связывать с поверхностным плазмонным резонансом от наночастиц серебра, имеющих сферическую форму [5].



Рис. 2. Спектры поглощения в видимом диапазоне от композитов НЧ-Аg/ПАН (нормированные на спектр поглощения полимера), полученных при разных концентрациях AgNO₃, масс. %: I - 2, 2 - 5, 3 - 10, 4 - 25, 5 - 30. Содержание инициатора 10 масс. %.



Рис. 3. Спектры поглощения в видимом диапазоне от композитов НЧ-Аg/ПАН (нормированные на спектр поглощения полимера), полученных при разных концентрациях фотоинициатора, масс. %: 1 - 2, 2 - 5, 3 - 10, 4 - 15, 5 - 20. Содержание AgNO₃ 5 масс. %.

Относительно узкие и симметричные полосы плазмонного резонанса свидетельствуют о хорошей дисперсии частиц в полимере и маленьком разбросе по размерам. При повышении концентрации AgNO₃ в исходной смеси на спектрах поглощения в видимом диапазоне (рис. 2) прослеживается тенденция красного сдвига пика, который указывает на возрастание относительного объема, занимаемого нановключениями в полимерной матрице. На спектрах поглощения в зависимости от содержания фотоинициатора в исходной смеси обнаруживается сильное увеличение интенсивности максимума (рис. 3), что свидетельствует о росте количества наночастиц в полимере, дающих общий вклад в поверхностный плазмонный резонанс. Положение пика имеет тенденцию к смещению в коротковолновую область, что говорит об уменьшении относительно объемной доли НЧ Аg,

диспергированных в полиакрилонитриле. Полученные спектры поглощения в видимом диапазоне хорошо согласуются с данными ПЭМ.

На ИК-спектрах обнаружен максимум поглощения в области 820 см^{-1} от группы NO₃, который характеризует содержание непрореагировавшего AgNO₃ в наших композитных пленках HЧ-Ag/ПАН (рис. 4). При повышении содержания нитрата серебра с малыми концентрациями фотоинициатора (до 5 масс. % включительно) в исходной смеси имеет место нелинейное увеличение интенсивности данного пика. Возможно, здесь имеет место рост доли непрореагировавшего AgNO₃ по отношению к исходному количеству, введенному в смесь. Соль может адсорбироваться на наночастицах, уменьшая тем самым вклад поверхностного плазмонного резонанса в оптические свойства структур.



Рис. 4. Спектры ИК-поглощения от пленок НЧ-Аg/ПАН, полученных при разных концентрациях AgNO₃, масс. %: 1 - 5, 2 - 10, 3 - 15, 4 - 20, 5 - 25, 6 - 30. Содержание фотоинициатора 2 масс. %.

Данные результаты показывают, что свойства структур «наночастицы серебра в полиакрилонитриле» сильно зависят от условий их получения.

1. *Kerker, M.* The optics of colloidal silver: something old and something new // J. Colloid Interface Sci. 1985. V. 105. P. 297–313.

2. *Pinna, N.* Triangular CdS nanocrystals: Synthesis, characterization, and stability / N. Pinna, K. Weiss., H. Sack-Kongehl, W. Vogel, J. Urban, M.P. Pileni // Lang-muir. 2001. V. 17. P. 7982–7987.

3. *Puntes, V.F.* Colloidal nanocrystal shape and size control: The case of cobalt / V.F. Puntes, K.M. Krishnan, A.P. Alivisatos // Science. 2001. V. 291. P. 2115–2117.

4. *Lepp, A.* Surface Raman investigation of the sorption of dabsyl aspartate and polyvinylpyrrolidone on colloidal silver in ethanol / A. Lepp, O. Siiman // J. Colloid Interface Sci. 1985. V. 105. P. 325–341.

5. *Machulek, J.A.* Preparation of silver nanoprisms using poly(*N*-vinyl-2-pyrrolidone) as a colloid-stabilizing agent and the effect of silver nanoparticles on the photophysical properties of cationic dyes / J.A. Machulek, H.P.M. De Oliveira, M.H. Gehlen // Photochem. Photobiol. Sci. 2003. V. 2. P. 921–925.

Формирование в аргоновой плазме тлеющего разряда каталитических наночастиц никеля для низкотемпературного синтеза углеродных наноструктур

Р.В. Лапшин^{1, 2}, П.В. Азанов^{1, 3}, Э.А. Ильичёв¹, Г.Н. Петрухин¹, Л.Л. Купченко^{1, 3}

¹ НИИ Физических проблем им. Ф.В. Лукина, проезд 4806, дом 6, Зеленоград, Москва.

² Московский физико-технический институт, Институтский переулок, дом 9, Долгопрудный.

³ Московский государственный институт электронной техники, проезд 4806, дом 5, Зеленоград, Москва.

e-mail: rlapshin@yahoo.com. web: www.niifp.ru/staff/lapshin/

Для синтеза углеродных наноструктур (УНС) методом плазмостимулированного химического осаждения из газовой фазы (ПСХОГФ) на подложке предварительно формируются центры каталитического роста [1, 2]. В качестве каталитических центров удобно использовать наночастицы, поскольку последние фактически задают поперечный размер образующихся УНС. В целом свойства и характеристики каталитических наночастиц (КНЧ) во многом определяют свойства и характеристики получаемых УНС [1, 2].

Как правило, для приготовления КНЧ на полированную подложку из кремния осаждают тонкую плёнку металла семейства железа (Ni, Co, Fe) толщиной в несколько десятков нанометров, после чего плёнку отжигают в вакууме или в атмосфере инертного газа при температуре около 600 °C в течение нескольких минут [1, 2]. В результате нагрева сплошная плёнка катализатора распадается на отдельные "капли" – КНЧ с латеральными размерами в десятки нанометров.

Недостатком данного способа является то, что при нагреве материал катализатора проникает вглубь кремниевой подложки и образует силицид. Кроме того, при наличии подслоёв других металлов, улучшающих адгезию к подложке или обеспечивающих электрическую проводимость подложки, могут возникать сплавы катализатора с этими металлами. В результате катализатор расходуется впустую и/или происходит его отравление [1, 2]. Для предотвращения образования силицида и отравления катализатора вводят барьерные слои, препятствующие диффузии (плёнки SiO₂, Si₃N₄, Al₂O₃, плёнки тугоплавких металлов) [1, 2].

В настоящей работе КНЧ никеля формируются на поверхности подложки непосредственно в ходе бомбардировки Ni-мишени ионами аргона, поэтому операция отжига плёнки катализатора путём нагрева подложки до высокой температуры может быть исключена. Ввиду отсутствия нагрева отпадает необходимость применения слоёв, препятствующих диффузии никеля. Благодаря хорошей адгезии полученных наночастиц никеля к подложке использование подслоя, улучшающего адгезию, также оказывается ненужным.

Формирование КНЧ никеля проводилось на модифицированной установке ионного напыления IB-3 (ЕІКО, Япония), функциональная схема которой показана на рис. 1. Модификация установки состояла в замене её игольчатого клапана на прецизионный натекатель ПН; включении между

форвакуумным насосом и вакуумной камерой низкотемпературной ловушки НТЛ, заполненной наполовину газопоглощающими гранулами; установкой второго вакуумметра Пирани В2 в трубопровод подачи плазмообразующего газа.



Рис. 1. Функциональная схема установки для получения каталитических наночастиц никеля в аргоновой плазме тлеющего разряда: ВК – вакуумная камера, ПН – прецизионный натекатель, ОК – отсечной клапан, НК1, НК2 – напускные клапаны, ФВН – форвакуумный насос, НТЛ – низкотемпературная ловушка (азотная), В1, В2 – вакуумметры Пирани. Расстояние между подложкой и мишенью 10 мм.

Помимо режима напыления данная установка позволяет выполнять бомбардировку подложки (режим травления), что удобно для проведения предварительной очистки поверхности подложки и/или внесения поверхностных радиационных дефектов (дополнительных центров зарождения и роста КНЧ). Недостатком установки является неравномерное напыление материала мишени по площади подложки (максимальный диаметр пластины 50 мм), а также не достаточно высокая воспроизводимость результатов.

В качестве материала мишени использовалась никелевая фольга высокой чистоты (99.99%), изготовленная из никеля марки Н0 (Лаб-3, Россия). Плазмообразующим газом служил чистый аргон (99.993%, Логика, Россия). В качестве подложки использовалась предварительно отмытая полированная пластина Si(100).

Синтез УНС проводился на экспериментальной установке «Алмаз-1» (совместная разработка



Рис. 2. АСМ-изображение каталитических наночастиц никеля, сформированные на поверхности Si(100) в аргоновой плазме тлеющего разряда: (*a*) *P*=0.35 Topp, *I*=4 мA, *t*=1 мин; (*б*) *P*=0.2 Topp, *I*=3 мA, *t*=5 мин; (*в*) *P*=0.2 Topp, *I*=4 мA, *t*=5 мин.

НИИ точного машиностроения и НИИ физических проблем, Россия) по методу ПСХОГФ (ВЧ-плазма 13.56 МГц, мощность ВЧ-генератора 220 Вт). Типичные параметры процесса синтеза: газовый состав – аргон, водород, метан (Ar:H₂=19:1, (Ar+H₂):CH₄=6:1), давление в рабочей камере $6.4 \cdot 10^{-3}$ Торр, постоянное тянущее поле 85 В, постоянный ток 245 мА, расход метана 1 л/ч, температура подложки 150 °С (косвенный нагрев через контакт с плазмой), продолжительность 20 мин.

Анализ морфологии поверхности и контроль геометрических размеров КНЧ и УНС выполнен с использованием методов атомно-силовой микроскопии (АСМ), магнитно-силовой микроскопии (МСМ), растровой электронной микроскопии (РЭМ) и просвечивающей электронной микроскопии (ПЭМ). Элементный состав исследовался методом электронной оже-спектроскопии (ЭОС).

АСМ- и МСМ-измерения проведены на приборе «Смена^{тм} BB» (НТ-МДТ, Россия) в тэппинги лифт-режимах соответственно. Коэффициент упругости кремниевого кантилевера (НИИ физических проблем, Россия) составлял около 12 Н/м, частота резонанса – около 279 кГц. Радиус кончика зонда кантилевера без магнитного покрытия не превышал 10 нм. Магнитное покрытие из никеля для МСМ нанесено на той же установке напыления, на которой формировались никелевые КНЧ.

В ходе исследования определены параметры процесса осаждения никеля, при которых образуются отдельно расположенные КНЧ: давление аргона в рабочей камере *P*=0.2–0.35 Торр, ток *I*=3–4 мА, время воздействия *t*=1–5 мин, расстояние до мишени около 10 мм. На рис. 2 показана характерная морфология полученных подложек. Латеральный размер КНЧ никеля составляет 60–220 нм, высота – 1.6–9 нм, расстояние между соседними наночастицами – 150–440 нм.

На рис. 3 показаны УНС, полученные при низкотемпературном синтезе методом ПСХОГФ. В качестве подложек использовались КНЧ, изготовленные по разработанной методике. С помощью АСМ обнаружены углеродные образования двух видов – шары и торы. Латеральный размер образований составляет 300–800 нм, высота – 70–130 нм, расстояние между соседними образованиями – 340–1800 нм.

Отличительные черты предложенной методики: простота приготовления КНЧ, синтез УНС на холодных подложках, в перспективе возможна замена кремниевой подложки на стекло или полимер.

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (гранты 10-07-00173, 10-03-00792).

1. *Meyyappan M*. A review of plasma enhanced chemical vapour deposition of carbon nanotubes // J. Phys. D. 2009. V. 42. № 213001. 15 p.

2. Sun X., Li K., Wu R. et al. The effect of catalysts and underlayer metals on the properties of PECVD-grown carbon nanostructures // Nanotechnology. 2010. V. 21. N_{\odot} 045201. 6 p.



Рис. 3. АСМ-изображение углеродных наноструктур, синтезированных на холодных подложках методом плазмостимулированного химического осаждения из газовой фазы. Температура подложки 150 °C. *a*, *б* – углеродные образования, по форме близкие к шару; *в* – углеродные образования в виде тора.

Фазокомпенсирующий метод обратной динамики

И.М. Маловичко^{1,2}, А.Ю. Остащенко¹, С.И. Леесмент¹

¹ ЗАО «НТ-МДТ», Зеленоград, Москва.

² Московский физико-технический институт (государственный университет), Институтский пер., 9, Долгопрудный Московской области.

e-mail: malov@ntmdt.ru

Повышение скорости сканирования зондового микроскопа является на сегодняшний день насущной задачей СЗМ, особенно востребованной в биологии, микроэлектронике и других областях. Исследуемые образцы зачастую имеют ограниченное время жизни и легко разрушаются. Цель данной работы – предложить решение этой задачи.

Известен метод упреждающего управления, называемый в зарубежной литературе feedforward control [1]. Метод упреждающего управления затрагивает процесс формирования сигнала, управляющего движением z-сканера. К выходному сигналу цепи обратной связи добавляется так называемый сигнал упреждающего управления. Сигнал упреждающего управления равен управляющему сигналу, подававшемуся при проходе предыдущей строки сканирования. Для хранения массива управляющего сигнала, подававшегося при проходе предыдущей строки сканирования, используется блок памяти (рис. 1). Таким образом, обратная связь отрабатывает только изменение рельефа строки по сравнению с рельефом предыдущей строки.



Рис. 1. Принципиальная схема сканирования C3M с использованием метода упреждающего управления.

Нами предложено улучшение метода упреждающего управления, основанное на использовании сигнала ошибки рассогласования, снятого на предыдущей строке. Массивы значений управляющего сигнала и сигнала ошибки рассогласования хранятся в двух блоках памяти (рис. 2) и используются при прохождении очередной строки сканирования. Сигнал упреждающего управления в этом случае формируется как сумма управляющего сигнала и поправки, обусловленной наличием ошибки рассогласования. Поправка представляет собой сигнал ошибки рассогласования, умноженный на нормировочный коэффициент. Корректирование управляющего сигнала при помощи сигнала ошибки рассогласования обеспечивает отслеживание изменения рельефа от строки к строке. По сути, это обеспечивает поддержание построчной обратной связи.

Такой подход позволяет использовать для формирования управляющего сигнала алгоритмы, обрабатывающие массивы напряжения на zсканере и сигнала ошибки рассогласования, полученные на предыдущей строке сканирования. Примером такого алгоритма может служить реализация описанного ниже фазокомпенсирующего метода обратной динамики.

Поддержание построчной обратной связи можно усовершенствовать, применив метод обратной динамики (Inverse Dynamics), реализованный в виде частотного фильтра [2]. Суть этого метода в том, чтобы, добавив частотный фильтр в цепь управления сканером, улучшать частотные характеристики «фильтр - сканер». После того как мы стали использовать массив сигнала ошибки рассогласования для формирования сигнала упреждающего управления, стало возможным применить в качестве частотного фильтра фильтр на быстром преобразовании Фурье (БПФ-фильтр [3]). БПФ-фильтр работает следующим образом: фурье-образ входного массива поэлементно умножается на массив, задающий частотную характеристику БПФ-фильтра, и над результатом проделывается обратное преобразование Фурье. Каждый раз перед проходом очередной строки сканирования фильтруется массив сигнала ошибки рассогласования, хранящийся в блоке памяти (рис. 2). Использование такого фильтра для метода обратной динамики дает преимущества по сравнению с использованием привычных разностных фильтров. Известный метод обратной динамики, реализованный в виде разностного фильтра, включенного в обычную цепь обратной связи, позволяет улучшить лишь амплитудно-частотные характеристики (АЧХ) системы «фильтр - сканер», в то время как фазово-частотные характеристики (ФЧХ) не только не улучшаются, но даже становятся хуже [4]. Использование же БПФ-фильтра позволяет как угодно менять не только АЧХ, но и ФЧХ системы «фильтр – сканер». Это свойство БПФфильтра и нашло отражение в названии фазокомпенсирующего метода обратной динамики.

На рис. 2 изображена блок-схема для реализации фазокомпенсирующего метода обратной динамики.

Разработанный метод применялся на сканирующем зондовом микроскопе Integra Prima (производитель ЗАО «Нанотехнология МДТ», г. Зеленоград).



Рис. 2. Принципиальная схема сканирования C3M с использованием фазокомпенсирующего метода обратной динамики.

В результате применения фазокомпенсирующего метода обратной динамики удалось значительно повысить скорость сканирования, не повышая заметно силы воздействия на образец. Была проведена серия измерений при различных методах управления z-сканером. В качестве тестового образца была выбрана калибровочная решётка TGZ2 со следующими характеристиками: решётка в виде продольных прямоугольных ступенек высотой 108.5 нм и периодом 3 мкм, изготовленная из диоксида кремния. Решётка ориентировалась таким образом, чтобы быстрая ось сканирования была перпендикулярна ступенькам. На рис. 3 приводятся рельеф и сигнал ошибки рассогласования, полученные при сканировании калибровочной решетки TGZ2 тремя различными методами управления сканированием. О силе воздействия зонда на образец можно судить по величине сигнала ошибки рассогласования. Из рис. 3 видно, что пики на кривой сигнала ошибки рассогласования стали ниже и существенно короче по времени, а фронты рельефа ступенек решётки стали более крутыми. Следует отметить, что рельеф, полученный фазокомпенсирующим методом обратной динамики, снят при наибольшей частоте развертки сканирования, которая составила 15 Гц. При этом форма этого рельефа лучше других описывает реальную форму решётки, а величина разброса ошибки рассогласования свидетельствует о наименьшем воздействии на образец.

В ходе проделанных измерений было показано, что применение разработанного метода позволяет повысить скорость сканирования зондового микроскопа в разы по сравнению с обычным методом упреждающего управления.

Способ поддержания построчной обратной связи может служить базой для эффективных алгоритмов формирования управляющего сигнала (как это было показано на примере фазокомпенсирующего метода обратной динамики).

1. Schitter G., Allgower F., Stemmer A. A new control strategy for high-speed atomic force microscopy // Nanotechnology, 15 (2004), p.108–114.

2. Clayton G.M., S. Tien, A.J. Fleming, S.O.R. Moheimani, S. Devasia Inverse-feedforward of chargecontrolled piezopositioners // Mechatronics, 18 (2008), 273–281.

3. Press William H., Brian P. Flannery, Saul A. Teukolsky, William T. Vetterling. Numerical Recipes in C. Cambridge, UK: Cambridge University Press, 2007.

4. Ando Toshio, Takayuki Uchihashi, Takeshi Fukuma High-speed atomic force microscopy for nano-visualization of dynamic biomolecular processes// Progress in Surface Science, 83 (2008), 337–437.



Рис. 3. Рельеф и сигнал ошибки рассогласования при сканировании решетки TGZ2: *a* – обычное сканирование, скорость развертки 5 Гц; *б* – метод упреждающего управления, скорость развертки 10 Гц; *в* – фазокомпенсирущий метод обратной динамики, скорость развертки 15 Гц.

Исследования методами АСМ влияния химического травления на поверхность пленок полиэтилентерефталата

А.В. Митрофанов¹, М.С. Доронин², Б.А. Грибков², В.Л. Миронов², О.В. Карбань³, Д.В. Хлопов⁴, П.Ю. Апель⁵, Н.В. Левкович⁵, О.Л. Орелович⁵

> ¹Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, 119991, Москва.
> ²Институт физики микроструктур РАН, Нижний Новгород, 603950.
> ³ИРЭ им. В.А. Котельникова РАН, 125009, Москва.
> ⁴ Физико-технический институт УрО РАН, 426000, Ижевск.
> ⁵ОИЯИ, Лаборатория ядерных реакций им. Г.Н. Флерова, 141980, Дубна. e-mail mitrofa@sci.lebedev.ru

При изготовлении рентгеновских волноводов и фильтров на основе пористых полимерных мембран используется химическое травление в щелочной среде, вследствие которого происходит послойное удаление материала с поверхности и образование микрорельефа. Как известно, оптические свойства элементов рентгеновской оптики резко зависят от параметров микрорельефа рефлекторов. В данной работе изучалось, как изменяются характеристики поверхности полимерных пленок из полиэтилентерефталата (ПЭТФ) после их химического травления. Измерения проводили на C3M "Solver P7LS" и "Solver Pro", производство NT-MDT, Зеленоград, Россия, в прерывистоконтактной моде на воздухе с типичной амплитудой колебаний кантилевера порядка 20-30 нм. В экспериментах использовались стандартные коммерчески доступные зонды, изготовленные фирмами NT-MDT (Зеленоград, Россия) и Місго-Masch (Таллинн, Эстония). Топография образцов количественно характеризовалась стандартными параметрами: среднеквадратической шероховатостью R_a и размахом высот R_v , рассчитанными по данным АСМ для участков поверхности одинакового размера (0.3×0.3 мкм, 2×2 мкм, 10×10 мкм и для некоторых образцов 40×40 мкм), усредненным по 6 измерениям. Размеры глобул рассчитывались из АСМ-данных с применением авторского алгоритма выделения контуров объектов (О. Карбань [1]), основанного на фиксации локальных минимумов яркости изображения. Наблюдаемые изменения поверхности пленок (рис. 1) отличаются от результатов радиационного окисления поверхности образцов, изготовленных из этого же материала [2]. Большие величины шероховатости травленых полимерных поверхностей (рис. 2) могут влиять на характеристики рентгеновских волноводов и дифракционных фильтров, сделанных на основе полимерных трековых мембран. Это обстоятельство оказывается полезным для решения ряда экспериментальных задач. В докладе обсуждается наблюдаемая разница в свойствах тонких поверхностных слоев травленной и исходной пленок полимера.



Рис. 1. АСМ изображения поверхности исходной пленки ПЭТФ и образца после 20 мин травления в водном 3М-растворе NaOH при температуре 70 °С.



Рис. 2. Результаты измерений среднеквадратичной шероховатости исходной пленки ПЭТФ (квадраты Hk) и травленых образов (кружки и треугольники) в 3M-растворе NaOH при температуре 70 °C в зависимости от размеров анализируемой области. Время травления образцов 5 мин (точки H1), 10 мин (H2) и 20 мин (H3).

1. Карбань О.В., Немцова О.М., Смурыгин А.В., Телегина М.В. и др. Метод выделения контуров областей с характерными локальными свойствами при диагностике объектов и материалов // Труды Первой международной конференции "Трехмерная визуализация научной, технической и социальной реальности. Кластерные технологии моделирования". Ижевск: АНО "Ижевский институт компьютерных технологий", 2009. Т. 2. С. 162–165.

2. Митрофанов, А. Исследования поверхности пленок из полиэтилентерефталата, модифицированных вакуумно-ультрафиолетовым облучением на воздухе / Митрофанов А., Карбань О., Сугоняко А., Любска М. // Поверхность. 2009. № 7. С. 1–8.

Рамановская спектроскопия самоформирующихся кремниевых наноструктур на подложках ВОПГ и сапфира

А.В. Нежданов, А.И. Машин, А.В. Ершов, В.Г. Шенгуров, А.Ю. Афанаскин

Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского, пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород. e-mail: nezhdanov@phys.unn.ru

В последние годы кластеры и нанопроволоки стали объектом интенсивных исследований. Особенный интерес проявляется к нанокластерам и нанопроволокам на основе кремния [1–6]. Следует отметить, что свойства (электрические, оптические, магнитные и механические) кремниевых нанокластеров существенно зависят от их размеров и структуры, что требует совершенно иного подхода для синтеза приборов на их основе.

При изучении влияния отжига в вакууме на структуру ближнего порядка и свойства аморфного кремния [7], нами был получен кремний со структурой ближнего порядка, отличной от тетраэдрической. Новый материал оставался аморфным, однако, согласно электронографическим исследованиям и данным ультрамягкой рентгеновской спектроскопии, в таком материале большая часть атомов кремния должна находиться в *sp*²-гибридном состоянии. В противоположность структуре углеродного фуллерена пустая кремниевая клеть является нестабильной, так как sp^2 -гибридизация не свойственна кремнию, но при некоторых условиях возможна [7]. Т.е. возможно образование нестабильного кремниевого фуллерена, в отличие от стабильного углеродного. Предполагаемым, предсказанным теоретическими исследованиями, выходом из подобной ситуации является помещение атома металла в центр кремниевого кластера [8]. Важно, что инкапсулированные металлом кластеры являются высокостабильными к распаду и поэтому могут быть использованы в качестве составных элементов для построения наноструктур с уникальными свойствами.

В развитие вышеизложенного в данной работе исследуется влияние условий получения и подложки на морфологию поверхности и оптические свойства самоформирующихся кремниевых наноструктур.

Исследуемые образцы были получены методом электронно-лучевого испарения (ЭЛИ) на установке ВУ-1А и методом сублимации кремния в вакууме. В качестве подложек использовался кристаллический кремний КДБ-12(100), высокоориентированный пиролитический графит (ВОПГ), ориентированный в направлении (0001), и сапфир *C*-ориентации (0001) и *R*-ориентации (1102). Толщины пленок составляли 2,5 и 5 нм. Варьировалась температура подложек (T_s). При получении методом ЭЛИ T_s =50–150°С. В случае метода сублимации кремния в вакууме T_s = 600 и 700 °С.

Исследование морфологии поверхности, спектров комбинационного рассеяния (КРС) и фотолюминесценции образцов осуществлялось с помощью СЗМ комплекса рамановской спектроскопии NTEGRA Spectra (NT-MDT, г. Зеленоград). КРС-спектры, исследуемые с целью установления модификации фазового состава пленок Si под влиянием условий получения и подложки, измерялись в диапазоне 150–1000 см⁻¹ со спектральным разрешением 0,7 см⁻¹. Использовался лазер с длиной волны излучения 473 нм. Также при исследованиях варьировалась мощность излучения от 12 до 0,0083 мВт. Исследование фотолюминесценции осуществлялось в диапазоне 480–800 нм.

При исследовании КРС на образцах, полученных методом ЭЛИ, обнаружен спектр, характерный для аморфного кремния (рис. 1).



Рис. 1. Характерный вид КРС-спектра для образцов, полученных методом ЭЛИ. *ТО* (поперечный оптический) фонон – 400–500 см⁻¹; *LO-LA* (продольный оптический и продольный акустический) фонон – 210–400 см⁻¹.

Однако наблюдается существенный сдвиг положения максимума в зависимости от типа подложки и от температуры подложи. Данные представлены на рис. 2.

Как можно видеть, зависимость положения рамановского пика от температуры подложки имеет нелинейный характер для всех типов подложки. С ростом температуры подложки от 50 до 250 °С наблюдается увеличение разницы в позициях пика для ВОПГ и сапфира (R- и C-ориентированных) от 4 до 10 см⁻¹. В тоже время наблюдается существенное отличие в характере зависимостей от образцов, для ВОПГ она является спадающей. Данный факт может быть связан с формированием на поверхности высокоориентированного пиролитического графита структур кремния, схожими со структурой графена.

При исследовании образцов, полученных методом сублимации в вакууме, обнаружено существенное влияние температуры и типа подложки. При температурах подложки T_s = 600 и 700 °C на ВОПГ не было обнаружено пиков, характерных для пленок кремния. Данный факт, вероятно, связан с отжигом поверхности.



Рис. 2. Зависимость положения рамановского пика для образцов, полученных методом ЭЛИ, в зависимости от температуры и типа подложки.

Для пленок, полученных на подложках сапфира, выявлено, что при меньших толщинах пленки и температуре подложки 600 °C на сапфире с ориентацией (0001) наблюдается пик на 518 см⁻¹ (рис. 3), что может говорить как о наличии крупных нанокристаллов в пленке, так и о напряжениях, возникающих вследствие сильного различия между подложкой и пленкой.



Рис. 3. Спектр КРС пленки кремния полученной при температуре подложки 600 °С на сапфире с ориентацией (0001).

В то же время при идентичных условиях на подложке с ориентацией (1102) рамановский пик имеет форму и положение (480 см⁻¹), характерное для аморфного кремния (рис. 4).



Рис. 4. Спектр КРС пленки кремния полученной при температуре подложки 700 °С на сапфире с ориентацией (1102).

1. Saitta A.M., Buda F., Giaquinta P.V. // Phys. Rev. B, 53, 1446 (1996).

2. Ng V., Ahmed H., Shimada T. // Appl. Phys. Lett. 73, 972 (1998).

3. Zhou G.W., Zhang Z., Yu D.P. // Appl. Phys. Lett. 73, 677 (1998).

4. Papadimitriou D., Nassiopoulou A.G. // J. Appl. Phys. 84, 1059 (1998).

5. Bagraev N.T., Chaikina E.T., Malyarenko A.M. // Solid-State Electron, 42, 1199 (1998).

6. Li B., Yu D., Zhang S.-L. // Phys. Rev. B 59, 1645 (1999).

7. Хохлов А.Ф., Машин А.И. Аллотропия кремния: Монография. Н.Новгород: Нижегородского государственного университета им. Н.И. Лобачевского, 2002.

8. *Hidefumi H., Takehide M., Toshihiko R.* Formation of Metal-Encapsulation Si Cage Clusters // Phys. Rev. Lett. **86**, 1733–1736 (2001).

Миниатюрный классический мотт-детектор

В.Н. Петров, А.Б. Устинов

Санкт-Петербургский государственный политехнический университет, ул. Политехническая, 29, Санкт-Петербург. e-mail: petrov@tuexph.stu.neva.ru

Для измерения поляризации электронов в моттовских детекторах (детекторах Мотта) измеряется асимметрия обратного рассеяния электронов на золотой фольге [1-5]:

 $A = (N_L - N_R)/(N_L + N_R),$

где N_L и N_R – количество электронов, зарегистрированных в левом и правом каналах детектора соответственно (см. конструкцию прибора). Искомая поляризация определяется по формуле

P=A/S,

где *S* – эффективная функция Шермана, т. е. асимметрия, измеренная для полностью поляризованного пучка (т.е. пучка со 100% степенью поляризации).

Сформулируем основные требования, которыми мы руководствовались при проектировании нового моттовского детектора

1. Максимально возможная эффективность прибора.

2. Измеряемая поляризация должна соответствовать "истинной" поляризации электронов и не должна зависеть от формы и положения пучка (факторов, приводящих к появлению т. н. ложной асимметрии).

3. Детектор должен быть готов к работе через несколько минут после включения. Не должно быть никаких процедур по введению прибора в строй ни до, ни в процессе работы. Детектор предназначен для работы без изменения основных параметров в течение многих лет в условиях любого вакуума.

4. Прибор должен быть компактным, пригодным для использования в условиях сверхвысокого вакуума и размещаться на фланце ДУ-100.

5. Детектор должен быть скомпонован из элементов, позволяющих проводить высокотемпературный прогрев (для получения сверхвысокого вакуума).

6. Электронные схемы не должны быть расположены под высоким потенциалом.

Для удовлетворения этим условиям нами была выбрана схема классического детектора Мотта. Особенностью классического детектора Мотта является то, что электроны после рассеивания движутся в **свободном от поля пространстве**. Существуют также детекторы, в которых электроны после рассеивания движутся в **задерживающем поле** (retarding potential). Ранее нами было показано, что моттовские детекторы с задерживающим полем чрезвычайно чувствительны к изменению параметров пучка и только классический моттовский детектор обеспечивает необходимую стабильность и нечувствительность измерений поляризации к изменению параметров пучка [2].

Известно, что для селекции электронов, которые рассеялись на золоте, в классическом моттов-

ском детекторе необходимо использовать детекторы, чувствительные к энергии электронов. Применявшиеся ранее поверхностно-барьерные детекторы (ПБД) большой площади в паре с входными предусилителями имели низкое разрешение и значительный собственный шум. Все это не позволяло успешно селектировать сигнал и шум при энергии электронов, значительно меньше 100 кэВ. Поэтому раньше классические моттовские детекторы имели весьма большие размеры из-за необходимости использовать высокое напряжение порядка 100 кВ. В дальнейшем появились новые PIPSдетекторы (Passivated Implanted Planar Silicon) с малыми обратными токами, новые, малошумящие, транзисторы, и на их основе были разработаны новые электронные схемы. Это позволило понизить высокое напряжение до 40 кВ и создать достаточно компактный прибор [3].

При конструировании прибора хорошим полигоном послужил классический 40 кВ детектор Мотта, который зарекомендовал себя как очень эффективный, надежный и стабильный прибор. Схема нового моттовского детектора представлена на рис. 1.



Рис. 1. Схема миниатюрного классического мотт-детектора: *1* – пучок электронов, *2* – фланец ДУ-100, *3* – внешний конус, *4* – фотоэлектронный умножитель (ФЭУ), *5* – оптическое окно, *6* – оптический световод со сцинтиллятором на входе, *7* – золотая фольга, *8* – внутренний конус, *9* – металлокерамический ввод на 40 кВ.

Основными компонентами прибора являются два металлических отполированных концентрических усеченных конуса. Внешний конус находится под потенциалом земли, на внутренний подается напряжение порядка 40 кВ. Внутренний конус закреплен на керамическом вводе, рассчитанном на напряжение 40 кВ. Пучок электронов, поляризацию которого мы хотим измерять, направляется в область пространства между конусами через круглое входное отверстие, ускоряется большим электрическим полем между конусами и попадает на вход внутреннего конуса. Расчеты электронных траекторий показали, что такое поле хорошо фокусирует входной пучок. В центре внутренней полусферы расположены четыре сцинтиллятора с рабочей поверхностью большой площади (~ 0,8 см² каждый) и золотая фольга. Рассеивающая фольга представляет собой слой золота толщиной 800 Å. После рассеяния электроны движутся в свободном от электрического поля пространстве и регистрируются сцинтилляторами. Световые импульсы выводится за пределы вакуумной камеры с помощью оптических световодов и регистрируются фотоэлектронными умножителями (ФЭУ).

При анализе асимметрии рассеяния необходимо проводить селекцию вторичных электронов по энергии, поскольку максимальная асимметрия, как известно, достигается при упругом рассеянии. Это связано с тем, что при неупругом рассеянии теряется информация о спине электронов и измеряемая асимметрия уменьшается. Для проведения селекции электронов в нашем детекторе Мотта используются ФЭУ, амплитуда выходных импульсов которых пропорциональна энергии падающих электронов. После усиления и дискриминации этих импульсов на определенном уровне частоту их следования можно считать пропорциональной числу упруго рассеянных в единицу времени электронов.

Были сконструированы специальные предусилители для работы с ФЭУ, обеспечивающие высокую скорость счета электронов. Все электронные схемы находятся под потенциалом земли. Со стороны атмосферы к детектору Мотта пристыковывается алюминиевый блок. Блок содержит дискриминаторы и источники питания ± 5 и ± 1000 В. Размеры моттовского детектора составляют 15 см в длину, 15 см в диаметре.

На первом этапе работы с новым моттовским детектором были проведены высоковольтные испытания. Расчет показал, что предельным значением напряжения, после которого должен наступать пробой, являлось напряжение ~45 кВ. При испытаниях на прибор в течение нескольких часов подавалось напряжение 42 кВ. При этом напряжении высоковольтный пробой не наблюдался. Все последующие работы проводились при напряжении 36–40 кВ.

На втором этапе проводились испытания электроники (исследовались отношения сигнал/шум). С помощью амплитудного анализатора изучался спектр импульсов на выходе ФЭУ (pulse-height spectrum). На полученной кривой (рис. 2) отчетливо видно, что сигнал и шум хорошо разделяются, и за счет выбора соответствующего уровня дискриминации обеспечивается высокая эффективность сбора упругоотраженных на золоте электронов. При этом собственный шум электроники составлял величину ~ 1 имп/с.



Рис. 2. Спектр импульсов на выходе фотоэлектронного умножителя (ФЭУ). Вертикальная черта характеризует рабочий уровень дискриминации.

На следующем этапе проводилась калибровка детектора Мотта для определения его эффективной функции Шермана и коэффициента рассеяния электронов $(N_L + N_R)/N$ (N - число электронов навходе детектора Мотта). В работах [1, 3] было показано, что классический моттовский детектор может быть откалиброван методом экстраполяции к высокому уровню дискриминации. Идея этого метода основывается на том, что измеренный амплитудный спектр определяется как свертка реального спектра электронов с аппаратной функцией, и поэтому на высоком уровне дискриминации асимметрия будет определяться только упругоотраженными электронами. Эффективность представленного детектора Мотта составила величину $\epsilon = 6 \times 10^{-4}$.

Данная эффективность в настоящее время является рекордной для детекторов Мотта.

Работа проводилась в группе поверхностного магнетизма СПбГПУ при поддержке гранта РФФИ № 08-02-00969.

1. Petrov V.N., Landolt M., Galaktionov M.S., Yushenkov B.V. A New Compact 60 kV Mott polarimeter for Spin Polarized Electron Spectroscopy // Rev. Sci. Instrum. 1997. V. 68, № 12. P. 4385–4389.

2. Petrov V.N., Galaktionov M.S, Kamochkin A.S. Comparative tests of conventional and retarding-potential Mott polarimeters // Review of Scientific Instruments. 2001. V. 72, № 9. P. 3728–3730.

3. Petrov V.N., Grebenshikov V.V., Grachev B.D., Kamochkin A.S. New compact classical 40 kV Mott polarimeter // Review of Scientific Instruments. 2003. V. 74, № 3. P. 1278–1281.

4. *Petrov V.N., Kamochkin A.S.* Energy analyser for spin polarized Auger electron spectroscopy // Review of Scientific Instruments. 2004. V. 75, № 5. P. 1274–1279.

5. Petrov V.N., Grebenshikov V.V., Andronov A.N., Gabdullin, P.G., Maslevtcov A.V. Ultrafast compact classical Mott polarimeter // Review of Scientific Instruments. 2007. V. 78. P. 025102.

Низкотемпературный ближнепольный сканирующий оптический микроскоп

М.Г. Петрова^{1,2}, Е.И. Демихов^{1,2}, А.В. Шарков¹, Г.В. Мишаков¹

¹ ФИАН им. П.Н. Лебедева, Ленинский пр. 53, Москва. ² РТИ, криомагнитные системы, Ленинский пр. 53, Москва. e-mail: <u>mariya.petrova@phystech.edu</u>

В работе представлен низкотемпературный сканирующий оптический микроскоп КриоСБОМ-101 для изучения оптических свойств наноструктур с разрешением, значительно превышающим дифракционный предел [1]. Ближнепольная микроскопия представляет большой интерес для фундаментальных научных исследований и нанотехнологий, т.к. с ее помощью можно изучать нанообъекты без их повреждения в естественном окружении. СБОМ позволяет получать изображение как для прозрачных, так и для отражающих объектов [2, 3].

Важнейшим развитием идеи ближнепольной микроскопии являются спектроскопические исследования при низких температурах. Основные объекты таких исследований – квантовые структуры (например, квантовые точки и нити) и нанофотоника. Существует несколько причин для перехода к низким температурам: квантовые эффекты, присущие твёрдым телам, заметно усиливаются, поскольку все безызлучательные процессы подавляются (исчезает тепловой шум); ширина линий оптических переходов заметно уменьшается, позволяя получать детальное изображение.

В нашей системе микроскоп размещен на вставке в оптический криостат Орtcryo 105 (РТИ, криомагнитные системы) с диаметром шахты 60 мм и диапазоном температур 1,8-300 К. Принцип действия микроскопа КриоСБОМ101 состоит, в том, что изображение объекта строится по точкам, каждая из которых соответствует статистически усредненному отклику образца на возбуждающий лазерный луч. Величина зазора между зондом и поверхностью объекта находится в пределах 1÷10 нм. Оптическая разрешающая способность такого микроскопа определяется размером острия зонда (апертурой) и составляет 30÷50 нм. Кроме оптического изображения, микроскоп КриоСБОМ-101 может одновременно исследовать топографию поверхности объекта (АFМ-мода).

Описание прибора. В нашей системе микроскоп размещен на вставке в криостат. Общий вид вставки показан на рис. 1.

Источником возбуждения является лазер. Излучение заводится в волокно *1*. Конец волокна заострен и на его поверхность нанесено отражающее покрытие – зонд *2*. Для поддержания расстояния между зондом и поверхностью образца *3* используется резонатор камертонного типа. Сигнал от резонатора проходит по кабелю *4* к системе обратной связи, управляющей пьезосканером *5*. Перемещение образца вдоль осей *x*, *y* осуществляется пьезосканером *6*. При подаче пилообразного сигнала система пьезосканер 6 + неподвижная сапфировая шайба 7 + подвижная сапфировая шайба 8 + образец сначала сдвигается на нужное расстояние, а затем при резком спаде напряжения шайба 7 и пьезосканер возвращаются в начальное положение, а шайба 8 и образец сдвигаются.

Сигнал от образца принимается светосильным зеркальным объективом 9 и передается по многомодовому волокну 10 к ФЭУ. Программа обработки изображения содержит большой набор функций, позволяющих убрать шумы, искажающие изображение.



Рис. 1. Вставка в низкотемпературный оптический сканирующий микроскоп.

1. *Pohl, D.W.* Scanning near-field optical microscopy (SNOM) // Adv Opt Electron Microsc. 1991. V. 12 P. 243–312.

2. Harootunian, A., Betzi E., Isaacson M., Lewis A. Super-resolution fluorescence nearfield scanning optical microscopy // Appl. Phys. Lett. 1986. V. 49. P. 674–676.

3. *Frey, H.G., Keilman F., Kriele A., Guckenberger R.* Enhancing the resolution of scanning near-field optical microscopy by a metal tip grown on an aperture probe // Appl. Phys. Lett. 2002. V. 81. P. 5030–5032.

Получение методом PECVD слоев изотопно-обогащенного ²⁸Si и исследование его изотопного и примесного состава

Д.А. Пряхин¹, М.Н. Дроздов¹, Ю.Н. Дроздов¹, М.С. Голубев¹, В.И. Шашкин¹, П.Г. Сенников², Х.-Й. Поль³

¹Институт физики микроструктур РАН, ГСП-105, Нижний Новгород. ²Институт прикладной физики РАН, ул. Ульянова, 46, Нижний Новгород. ³VITCON Projectconsult GmbH, D-07743, Jena, Germany. e-mail: pda@ipm.sci-nnov.ru

Природный кремний состоит из трех стабильных изотопов: 92,27% ²⁸Si; 4,68% ²⁹Si; 3,05% ³⁰Si. Обогащенные по одному из них модификации кремния обладают уникальными электрическими, магнитными и оптическими свойствами и поэтому привлекают в последние несколько лет внимание исследователей [1]. В результате работы международной группы исследователей был получен монокристалл ²⁸Si с обогащением 99,995% и массой более 5 кг [2] для изготовления физически обоснованного эталона массы [3]. Была реализована так называемая «силановая» технология, суть которой заключается в переводе предварительно обогащенного центробежным методом тетрафторида кремния в силан, его очистке и разложении на стержне из моноизотопного кремния с меньшим обогащением и выращивании монокристалла методом бестигельной зонной плавки. Следует отметить, что помимо массивных образцов моноизотопного кремния значительный интерес представляют его модификации пониженной размерности – моно- и нанокристаллические пленки, точки и проволока [4]. Эпитаксиальные слои ²⁸Si различной толщины и различного обогащения были получены методами MOCVD [5], MBE [6-7]. Моноизотопные сверхрешетки ²⁸S/³⁰Si были впервые получены в [8].

Известно, что одним из перспективных методов получения слоев нанокристаллического кремния (nc-Si) является метод плазмохимического осаждения (PECVD) из газовой фазы с использованием в качестве исходных веществ силана и галогенсиланов [9]. Для получения слоев высокообогащенного моноизотопного кремния это подход ранее не применялся. Нами была предпринята попытка получить слой изотопно-модифицированного кремния методом PECVD из SiF₄, содержащего около 80% ²⁸Si [10]. Однако из-за чрезвычайно большой концентрации примеси гексафтордисилоксана в исходном тетрафториде кремния в результате плазмохимического разложения образовалась в значительной степени кремний-оксифторидная структура, склонная к аморфизации.

Целью данной работы было получение слоя ²⁸Si из тетрафторида, содержащего 99,99% изотопа ²⁸Si.

Процесс плазмохимического осаждения изотопно-обогащенного кремния проводился на установке плазмохимического травления/осаждения PlasmaLab 80Plus (Oxford Instruments, UK).

В проводимых нами ранее экспериментах [10-11] по осаждению слоев кремния природного и

изотопно-модифицированного состава была показана возможность получения тонких слоев нанокристаллического либо аморфного материала на различных подложках. Использовался так называемый режим осаждения "remote PECVD", который характеризуется наличием некоторого расстояния от зоны ІСР-разряда до поверхности осаждения. В то же время был обнаружен эффект осаждения материала на внутренние стенки источника ІСР. Основным фактором, влияющим на соотношение эффективности осаждения материала на подложку и на внутренние стенки, являлось давление. Увеличение давления свыше 50 мТорр приводило к осаждению только на внутренних стенках источника, практически без переноса материала на подложку. Поэтому для проведения процесса осаждения моноизотопного кремния на подложку, с целью максимизации количества осажденного материала были выбраны следующие условия. Поток SiF₄ составлял 4,5 sccm, поток водорода - 50 sccm, давление 30 мТорр, подводимая мощность 290 Вт. В качестве исходного вещества использовался высокообогащенный тетрафторид кремния с содержанием изотопа ²⁸Si 99,994% (НПП «Центротех», Санкт-Петербург, Россия). В результате эксперимента были получены тонкие слои кремния (несколько микрон) на подложке из кремния с природным соотношением изотопов (образец #А). Образец обладает нанокристаллической структурой (рис.1) с размерами кристаллических областей от 4 до 6 нм.



Рис. 1. Спектр рентгеновской дифракции пленки моноизотопного нанокристаллического кремния (образец #А).

Кроме того, имелись образцы, представляющие собой чешуйки кремния толщиной от 10 мкм и выше, снятые с внутренней поверхности кварцевой трубы в реакторе после процесса осаждения (образец #В). Анализ состава образцов Si проводился методом вторично-ионной масс-спектрометрии (ВИМС) на установке TOF.SIMS-5, глубина кратера травления определялась с помощью оптического профилометра Talysurf CCI-2000. При послойном анализе образца #А мы обнаружили, что распределение примесей носит двухступенчатый характер (рис. 2). Первый «всплеск» примесей Na, Al, К происходит на подложке Si и совпадает с началом роста. Это является типичным для процессов напыления или эпитаксии и определяется качеством подготовки подложки и остаточной атмосферой камеры роста. На глубине около 150 нм ниже этого слоя возникает второй всплеск примесей Na, Al и K, а также появляется Li. Из характера распределения примеси осажденную пленку можно разделить на две области: слой 1 и слой 2. В распределении изотопов в этих областях также имеются особенности. Наибольшая концентрация изотопа ²⁸Si в образце #А составляет 99.965% – слой 1. В слое 2 концентрация ²⁸Si снижается и составляет 99.945%.



Рис. 2. Профиль распределения элементов по данным ВИМС в пленке моноизотопного кремния (образец #А).



Рис. 3. Профиль распределения элементов по данным ВИМС в образце моноизотопного кремния (образец #В).

Аналогичные особенности в распределении концентрации примесей и изотопов наблюдаются и в образце #В (рис. 3). Толщина области 1 в образце #В в 8–10 раз больше, чем в образце #А, что естественно связать с разной скоростью осаждения Si в отдельных зонах реактора. Переход от слоя 1 к слою 2 в образце #В также сопровождается ростом концентрации примесей, прежде всего Li. Концентрация ²⁸Si в слое 1 составляет 99.98%,

в остальной части образца #В она равна 99.94-99.95%.

Результаты послойного анализа примесей и изотопного состава образцов #А и #В свидетельствуют о двухступенчатом характере процесса осаждения. На первой стадии происходит осаждение Si в условиях остаточной атмосферы «холодного» реактора. Количество примесей в осажденном Si минимально, а изотопный состав ²⁸Si в образце #В 99.98% близок к концентрации изотопа ²⁸Si в исходной смеси SiF₄ – 99.99%. В образце #А величина ²⁸Si в слое 1 ниже – 99.96%, что можно связать с меньшей толщиной этого слоя, чем в образце #В, и возможной диффузией изотопов ²⁹Si и ³⁰Si из подложки.

На наш взгляд, переход от слоя 1 к слою 2 связан с дополнительным загрязнением атмосферы «горячего» реактора в результате разогрева стенок или отдельных конструкционных узлов реактора в процессе работы, либо с перераспылением с них ранее осажденного материала. Вполне естественным оказывается одновременное повышение примеси и снижение концентрации ²⁸Si в слоях 2 образцов #А и #В за счет разбавления природным Si. Косвенно об этом свидетельствует соотношение изотопов ²⁹Si/³⁰Si в образцах #А и #В порядка 1.2-1.5, характерное для природного кремния. Детальную картину обсуждаемого механизма загрязнения примесного и изотопного состава и возможные способы их минимизации на установке PlasmaLab еще предстоит изучить.

Работа выполнена при поддержке МНТЦ №3736, РФФИ 08-08-12076-офи, 09-02-00389.

1. *Cardona M., M.L.W. Thewalt.* // Rev.Modern Physics. 2005. V. 77. No 4. P. 1173–1224.

2. Девятых Г.Г., А.Д. Буланов, А.В. Гусев, И.Д. Ковалев и др. // Доклады Академии наук. 2008. Т. 421. №1. С.61-64.

3. Becker P., D. Schiel, H.-J. Pohl, A.K. Kaliteevski et al. //Meas. Sci. Technol. 2006.V. 17. P. 1854–1860.

4. *Ager III J.W., E.E. Haller.* // Phys.Stat.Sol. (a). 2006. V. 203. No14. P. 3550–3558.

5. Годисов О.Н., А.К. Калитиевский, А.Ю. Сафронов, В.И. Королев и др. // Физика и техника полупроводников. 2002. Т. 36. №12. С. 1484–1488.

6. Capinski W.S., H.J. Maris, E. Bauser, I. Sillier, M. Asen-Palmen, T. Ruf, M. Cardona, E. Gmelin. //Appl. Phys. Lett. 1997. V. 71. No15. P. 2109–2111.

7. Lo C.C., J. Bokor, T. Schenkel, J. He, A.M. Tyryshkin, S.A. Lyon. // Appl. Phys. Lett. 2007. V. 91. No12. P. 242106-1-242106-3.

8. *Kojima T., R.Nebashi, K.M.Itoh, Y.Shiraki.* // Appl. Phys. Lett. 2003. V. 83. No 12. P. 2318–2320.

9. Djeridane Y., Abramov A., Roca i Cabarrocas P. //Thin Solid Films. 2007. V. 515. P. 7451.

10. Сенников П.Г., С.В. Голубев, В.И. Шашкин, Д.А. Пряхин, М.Н. Дроздов, Б.А. Андреев, Х.Й. Поль, О.Н. Годисов. // Письма в ЖТФ. 2009. Т. 35. №20. С. 41–47.

11. Сенников П.Г., С.В. Голубев, В.И. Шашкин, Д.А. Пряхин М.Н. Дроздов, Б.А. Андреев, А.С. Кузнецов, Х.-Й. Поль. // Письма в ЖЭТФ, 2009, т. 89, 2. С. 86.

Гранулометрический анализ цифровых СЗМ-изображений

A.A. Романец 1 , B.P. Новак 1,2

¹ ЗАО инструменты нанотехнологии, Москва-Зеленоград, корпус 100. ² ЗАО нанотехнология МДТ, Москва-Зеленоград, корпус 100. e-mail: <u>san-romanets@yandex.ru</u>

Анализ изображений, получаемых методами сканирующей зондовой микроскопии (СЗМ изображений), имеет важное значение, поскольку такие методы широко используются в современных исследованиях. В частности, достаточно актуальной задачей является анализ СЗМ-изображений поверхности, представляющей собой суперпозицию некоторой базовой поверхности и расположенных на ней частиц. Данный тип СЗМ- изображений охватывает достаточно широкий круг исследуемых поверхностных объектов: нанокластеры, нано- и микрокристаллиты, различные агрегаты, белковые и полимерные молекулярные ассоциаты, различные биологические объекты типа вирусов, клеток и т.д.

В настоящее время для сегментации C3Mизображений наибольшее распространение получили методы, основанные на преобразовании водоразделом [1, 2] и пороговой обработки [3, 4].

Одна из основных трудностей использования водоразделов состоит в избыточной сегментации изображения. Даже если подавить такую избыточную сегментацию с помощью метода маркерного водораздела, то можно получить только некоторые максимальные латеральные геометрические характеристики изучаемых объектов, но не удастся провести более подробный гранулометрический анализ в виде определения латеральных геометрических характеристик по различным вертикальным уровням высоты частиц.

Пороговый метод позволяет выделять границы объектов на заданных вертикальных уровнях высоты. Однако использование этого метода оказывается неправомерным в случаях, когда имеются сросшиеся или соприкасающиеся объекты, когда объекты имеют значительный разброс по высоте или когда базовая поверхность, на которой находятся исследуемые объекты, имеет крупномасштабные неровности.

Для решения вышеизложенных проблем, в представляемой работе предлагается алгоритм, состоящий из следующих этапов:

 задание центральных точек на изучаемых объектах в виде определения локальных вершин на исходном микрорельефе;

- задание вокруг каждой найденной точки локального максимума локальной эллиптической области, в пределах которой содержится любой анализируемый микроэлемент;

 исключение влияния шумовых возмущений на исходной поверхности посредством введения пороговой величины, связанной с величиной среднеквадратичной шероховатости поверхности;

- определение области проведения гранулометрического анализа на каждом изучаемом микрообъекте в виде территории сечения по некоторому установленному локальному уровню порога;

 проведение начального уточнения анализируемых территорий на изучаемых объектах, состоящего в их отделении друг от друга, если они перекрываются между собой;

- выполнение конечного уточнения исследуемых областей на рассматриваемых объектах, заключающегося в устранении из них территорий, не относящихся к анализируемым частицам.



Рис. 1. Анализируемое модельное СЗМ-изображение. (*a*) – вид сверху и (δ) – гистограмма распределения диаметров оснований частиц.

Проиллюстрируем применение изложенного метода. Рассмотрим поверхностную структуру, изображенную на рис. 1, *а*. На ней расположены 233 подобные частицы в форме сферических сегментов. Распределение значений диаметров их оснований представлено в виде гистограммы на рис. 1, δ .

Картина обработки пороговым методом показана на рис. 2, *a*. На ней выделено только 126 объектов, причем некоторые из них либо у самого основания, либо по верхушкам. Соответствующая гистограмма показана рис. 2, б. Из нее следует, что применение глобальной пороговой обработки не позволяет достичь исходного тестового распределения количества исследуемых частиц по их геометрическим размерам.

Таким образом, разработан метод выделения локальных объектов гранулообразной формы или их образований, расположенных на сравнительно плоской поверхности. Представлены его преимущества по сравнению с пороговым методом.



Рис. 2. Наиболее оптимальный результат обработки исходного изображения пороговым методом (*a*) и гистограмма распределения диаметров оснований выделенных частиц (*б*).

Рисунок 3, *а* демонстрирует результат обработки предложенным методом, число выделенных частиц составляет 233, что совпадает с тестовым значением. С помощью предложенного метода проведено выделение каждой изучаемой частицы в пределах всей территории, занимаемой ей на исходном микроландшафте. Соответствующая гистограмма распределения диаметров частиц представлена на рис. 3, *б*. Видно, что распределение диаметров выделенных частиц, полученное при применении разработанного метода, соответствует исходной картине.



Рис. 3. Полученное распределение обработки данного микрорельефа в результате применения разработанного алгоритма (a) и гистограмма распределения диаметров оснований выделенных частиц (δ).

1. Гонсалес Р., Вудс Р., Цифровая обработка изображений М.: Техносфера, 2005. С. 881–893.

2. Vincent L., Soille P., Watersheds in Digital Spaces: An Efficient algorithm Based on Immersion Simulations, IEEE Transactions of pattern Analysis and Machine Intelligence, vol. 13, no. 6, June 1991, p. 583–598.

3. Гонсалес Р., Вудс Р., Эддинс С., Цифровая обработка изображений в среде МАТLAB. М.: Техносфера. 2005. С. 436-443.

4. Chow C.K., Kaneko T., Boundary Detection of Radiographic images by a Treshold Method, in Frontier of Patern Recognition, Watanabe S., Ed., Academic Press, New York, 1972.

Спектр поглощения и динамика поведения адсорбированной молекулы, находящейся под действием тепловых полей поверхности

Е.А. Собакинская, А.Л. Панкратов, И.А. Дорофеев, В.Л. Вакс

Институт физики микроструктур РАН, 603950, ГСП-105, Нижний Новгород. e-mail: <u>katja@ipm-sci.nnov.ru</u>

Введение

В настоящее время большое внимание уделяется разработке и применению спектроскопических методов для исследования различных процессов на поверхности: адсорбции и десорбции, росту и формированию пленок, химическим реакциям. Однако для применения прецизионных спектроскопических методов требуется точная информация о профиле линии поглощения и его основных параметрах. На данный момент имеется всего несколько работ, посвященных изучению профиля поглощения колебательного перехода при наличии каналов релаксации, связанных с колебаниями атомов поверхности. Не менее важным фактором, определяющим профиль линии поглощения, может оказаться взаимодействие с термостимулированными флуктуационными полями поверхности (ТФП), обладающими высокой интенсивностью. Учет влияния таких полей особенно важен для процесса химической адсорбции, когда адсорбированная молекула находится на расстоянии порядка нескольких ангстрем от поверхности.

В представленной работе проведено исследование взаимодействия двухуровневой квантовой системы с ТФП в микроволновом диапазоне. При этом задача решена в общем виде, при решении не используется приближение декорреляции и слабых полей. В результате получен профиль спектра поглощения системы и найдены параметры релаксации системы, а также изучена динамика взаимодействия и найдены ее характерные времена.

Модель взаимодействия

В аналитических расчетах взаимодействия ТФП-поверхности с квантовой системой использовался метод, предложенный в работе [1] и справедливый для слабо немарковских процессов, удовлетворяющих условию $\gamma >> \omega_0$, где γ – ширина полосы поля, а ω_0 – характерная частота квантовой системы. Данное условие хорошо выполняется в микроволновой области, так как $\gamma \sim 10^{13}$ с⁻¹, а частоты вращательных переходов лежат в диапазоне 10–3000 ГГц. В рамках модели Друде в микроволновом диапазоне для компоненты теплового поля, перпендикулярной поверхности, корреляционная функция может быть описана моделью (рис. 1):

$$\langle \varepsilon^*(t_1)\varepsilon(t_2) \rangle = \varepsilon_0^2 \exp(-|t_1 - t_2|/\tau_c), \ \varepsilon_0^2 = \langle |\varepsilon(t)^2| \rangle, \ (1)$$

где $\varepsilon(t) - \phi$ луктуирующая комплексная амплиту-

да, а τ_c – время корреляции. Гамильтониан всей системы записывается че-

і амильтониан всей системы записывается через матрицы Паули, **r**_i:

$$\mathbf{H}_{0} = -\frac{\hbar\omega_{0}}{2}\mathbf{r}_{3},$$

$$\tilde{\mathbf{H}}(\mathbf{t}) = \sum_{i=0}^{3} e_{i}\mathbf{r}_{i}\tilde{E}(t), \mathbf{V}(\mathbf{t}) = i\hbar\sum_{i=0}^{3}\gamma_{i}\mathbf{r}_{i}(ae^{-i\omega t} - a^{+}e^{i\omega t}),$$

$$\gamma_{i} = \sqrt{\frac{2\pi\hbar\omega}{L^{3}}}\frac{e_{i}}{\hbar},$$
(2)

где **H**₀, ω_0 – гамильтониан и резонансная частота двухуровневой квантовой системы; **Ĥ**(**t**) – оператор взаимодействия с шумовым полем, задаваемым выражением $\tilde{E}_z(t) = \varepsilon(t)e^{-i\omega t} + \varepsilon^*(t)e^{i\omega t}$; **V**(**t**) – оператор взаимодействия с регулярным полем; **r**₀ – унитарная матрица, а e_i задаются через матричные элементы оператора дипольного момента, d_{ij} :



Рис. 1. Функция корреляции ТФП для золота

Моделирование динамики взаимодействия выполнено численными методами с использованием алгоритма Хюна. Для расчетов использовалась следующая модель шумового поля:

$$\frac{d\tilde{E}_z(t)}{dt} = -\frac{\tilde{E}_z(t)}{\tau_c} + \frac{\xi(t)}{\tau_c},$$

где $\xi(t)$ – белый гауссовый шум, τ_c – время корреляции. В результате решения уравнений для матричных элементов матрицы плотности была получена зависимость $\rho_{12}^{"}$ от времени.

Результаты

Спектр поглощения квантовой системы, взаимодействующей со слабо немарковским процессом с корреляционной функцией (1), имеет вид:

$$I(\omega) = \alpha \left\{ \frac{\Omega - \omega}{\Gamma^2 + (\omega - \Omega)^2} \left[\frac{(\gamma_1^2 - \gamma_2^2)(\Gamma_1 - \Gamma_2) + 4\gamma_1\gamma_2(\Delta_1 - \Delta_2)}{2\Omega} \right] + \frac{\Gamma(\gamma_1^2 + \gamma_2^2)}{\Gamma^2 + (\omega - \Omega)^2} \right\}$$
$$\Gamma_{1,2} = \frac{4e_{1,2}^2 \varepsilon_0^2 \tau_c}{\hbar^2 (1 + \omega_0^2 \tau_c^2)}, \quad \Gamma = \frac{1}{2} (\Gamma_1 + \Gamma_2), \quad \Delta_{1,2} = -\Gamma_{1,2} \omega_0 \tau_c$$

$$\Omega = \left(\omega_0^2 - \omega_0 \left(\Delta_1 + \Delta_2\right) + \Delta_1 \Delta_2 - \left(\frac{\Gamma_1 - \Gamma_2}{2}\right)^2\right)^{1/2}$$

Коэффициент а находится из нормировки. Отметим, что при вычислении использовалось условие $d_{11}=d_{22}$, справедливое для вращательных энергетических уровней. Для упрощения выражения положим $d_{12}=d_{21}$, что можно получить надлежащим выбором фазы. В итоге имеем:

$$I(\omega) = \alpha \left\{ \frac{\Omega - \omega}{2\Omega} + 1 \right\} \frac{\Gamma \gamma_1^2}{\Gamma^2 + (\omega - \Omega)^2} , \quad \frac{1}{\Gamma} = \frac{2d_{12}^2 \varepsilon_0^2 \tau_c}{\hbar^2 (1 + \omega_0^2 \tau_c^2)}$$
(3)

Из полученного выражения видно, что профиль поглощения изменился по сравнению с традиционным лоренцевским: появились асимметрия и сдвиг центральной частоты. Оценим параметр асимметрии и сдвига частоты, Ω , и время релаксации Γ^{-1} для золота на различных расстояниях от поверхности и квантовой системы с $\omega_0=100$ ГГц (см. таблицу). Интенсивность тепловых полей поверхности дается выражением:

$$\varepsilon_0^2 = \frac{kT}{8\pi^2 h^3 \sigma_0 \tau_c}$$

где k – постоянная Больцмана, h – расстояние от поверхности, σ_0 – проводимость. Для золота имеем $\sigma_0=4.37\cdot10^{17} \text{ c}^{-1}$, $\tau_c=3\cdot10^{-14} \text{ c}$, T=300 K.

Зависимость параметров профиля поглощения от расстояния до поверхности *h*

<i>h</i> , A	Ω, c^{-1}	Γ^{-1} , c
10	$1 \cdot 10^{11}$	8,3·10⁻ ⁷ c
7	$1 \cdot 10^{11}$	$2,9.10^{-7}c$
5	1.10^{11}	1.0·10 ⁻⁷ c

Проведенные расчеты (см. табл. 1) показывают, что сдвиг центральной частоты ничтожно мал и им можно пренебречь. Что касается величины асимметрии, то, очевидно, она будет мала на масштабах порядка ширины линии (~10 МГц) для переходов на высоких частотах (100–3000 ГГц). Для основных молекулярных переходов, которые обычно лежат в диапазоне 1–10 ГГц, асимметрия линии поглощения (в сторону высоких частот) может достигать нескольких процентов.

Иллюстрация влияния шумовых полей на динамику поведения наведенной поляризации, ρ_{12}'' , квантовой системы представлена на рис. 2 [2]. На красной кривой *1* представлена зависимость поляризации от времени для квантовой системы ($\omega_0=10.43$ ГГц, $d_{12}=7\cdot10^{-19}$ ед. СГС, $T_2=10^{-7}$ с), взаимодействующей с когерентным резонансным сигналом с амплитудой 5·10⁻³ ед. СГС. Синяя кривая 2 представляет собой наведенную поляризацию в той же системе в присутствии шумового поля с корреляционной функцией (1), интенсивностью $\varepsilon_0^2 = 80$ и шириной полосы $\gamma = 1 \cdot 10^{12}$.



Рис. 2. Зависимость $\rho_{12}^{"}$ от времени для квантовой системы: 1 – при действии когерентного сигнала, 2 – при действии когерентного и шумового сигналов.

Действие шумового сигнала приводит к уменьшению времени релаксации, которое становится равным $1,3\cdot10^{-8}$ с (см. (3)). Кроме того, на порядок уменьшается величина поляризации, индуцированной когерентным сигналом. При этом максимум поляризации наводится в момент времени $t \sim \Gamma^{-1}$.

Заключение

В работе проведено изучение влияния ТФП на микроволновый спектр молекул, адсорбированных на поверхности твердого тела. Результаты проведенных исследований показывают, что присутствие ТФП приводит к появлению отдельного канала релаксации для вращательных переходов квантовых систем, который может быть особенно важен при низких плотностях напыления адсорбатов, когда столкновительные механизмы релаксации менее эффективны.

Работа выполнена при поддержке РФФИ 09-02-97085, РФФИ 09-02-97039, Программы ОФН РАН «Фундаментальная оптическая спектроскопия и ее приложения», Проект «Исследование взаимодействия стохастических полей различной природы с квантовыми системами».

1. Fox R.F. Stochastic theory of line shape and relaxation / R.F. Fox, K. Faid // Phys. Rev. A, 1986. V. 34, Nhinspace5. P. 4286–4302.

2. Sobakinskaya E.A. Dynamics of Interaction of Quantum System with Stochastic Fields / E.A. Sobakinskaya, A.L. Pankratov, V.L. Vaks// AIP Conference Proceedings, CP1129, Noise and Fluctuations, 20th International Conference on Noise and Fluctuations, edited by M. Macucci, G.Basso, P. 53–56.

Изменение состояния дефектной системы в кремнии и арсениде галлия под действием облучения светом. Роль нанометрового оксидного слоя на облучаемой поверхности

Д.И. Тетельбаум, С.В. Тихов, Е.В. Курильчик, Ю.А. Менделева

Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского, проспект Гагарина, 23/3, Нижний Новгород. e-mail: tetelbaum@phys.unn.ru

Данная работа посвящена обобщению и продолжению серии исследований по модификации зависящих от состояния дефектной системы свойств твердых тел путем облучения светом (см. [1] и ссылки там). Явление относится к так называемым «эффектам дальнодействия» [2] и выражается в изменении свойств материала, в частности микротвердости, в слое, прилегающем к поверхности образца, противоположной облучаемой. При этом на сам образец свет может и не попадать (когда облучаемая пластина или фольга экранирована контактирующей с ней другой пластиной или фольгой), т.е. действие облучения передается через границу раздела сред.

Важной особенностью данного эффекта является то, что для его реализации необходимо наличие на облучаемой поверхности тонкого диэлектрического слоя. Обычно в качестве такого слоя служит естественный окисел с толщиной несколько нанометров. При облучении кремния установлено, что при наличии на облучаемой стороне толстой диэлектрической пленки (термического оксида) с толщиной порядка нескольких сотен нанометров эффект тоже не наблюдается; он возникает и постепенно усиливается при последовательном уменьшении толщины пленки. На облучаемой стороне кремния при использовании в качестве источника света лампы накаливания изменения микротвердости имеют место, если из спектра излучения исключена (отфильтрована) коротковолновая область, в которой энергия фотонов достаточна для переброса электронов из валентной зоны кремния в зону проводимости SiO₂ (внутреннего фотоэффекта).

Ещё одна особенность данного явления - немонотонная зависимость изменений от длительности облучения – при непрерывном облучении кремния микротвердость растет со временем воздействия, а затем, пройдя через максимум, возвращается к исходному значению. Дальнейшее увеличение длительности облучения уже не приводит к изменениям, т.е. фоточувствительность исчезает. Если на этой стадии прервать облучение, а потом возобновить, то микротвердость начинает возрастать и ведет себя как при первом облучении. Однако фоточувствительность восстанавливается не сразу после прекращения облучения, для этого требуется определенная длительность перерыва. Существует интервал длительностей перерывов (в кремнии – до 100 с), в течение которого максимальное изменение микротвердости при втором облучении постепенно увеличивается и достигает значения максимального изменения при

первом облучении. После прекращения облучения на стадии, при которой микротвердость изменяется, она постепенно возвращается к первоначальной величине в течение времени ~ 30 минут.

Качественно аналогичные закономерности установлены и при облучении светом арсенида галлия. Более сложный характер для этого материала имеет процесс восстановления фоточувствительности после первого облучения: прежде чем окончательно восстановиться, она испытывает немонотонное изменение при вариации длительности перерыва.

Изменения микротвердости указывают на трансформацию дефектной системы твердого тела. Возможный механизм такой трансформации при облучении связан с генерацией (при облучении) акустических волн в системе твердое тело диэлектрическая пленка. При наличии на границе раздела с тонким диэлектриком скачка термических, механических и электрических свойств возникает динамическая неустойчивость, приводящая к генерации акустических колебаний. Когда толщина пленки такова, что время переноса тепла через пленку превосходит время распространения звука через толщу образца, динамическая картина сменяется статической (деформация по типу двухслойной пластины), и генерация колебаний не возникает, чем и обусловлена наблюдаемая зависимость от толщины пленки.

Акустические волны взаимодействуют с точечными дефектами (ТД) в атмосферах Коттрелла протяженных дефектов (ПД) и вызывают «перекачку» ТД в объем. ТД, перешедшие в объем, служат стопорами для дислокаций и тем самым повышают микротвердость. После прекращения облучения ТД стекают обратно в атмосферы ПД или выходят на поверхность. Восстановление микротвердости при длительном облучении может быть обусловлено отжигом под действием акустических волн второго рода, возникающих при захвате фотоэлектронов ловушками в диэлектрике. Отжигом ТД объясняется и факт отсутствия изменения микротвердости на облученной стороне в случае наличия фотонов, способных вызвать внутренний фотоэффект. Отфильтровывание таких фотонов приводит к тому, что изменение микротвердости проявляется не только на обратной, но и на облучаемой стороне. Отжигающее влияние нефильтрованного света подтверждено непосредственно: если сначала облучить Si с длительностью, достаточной для изменения микротвердости на обратной стороне, а затем облучить обратную сторону нефильтрованным светом, то микро-



Рис.1. Изменение спектра фотоЭДС барьера Шоттки золото-кремний в результате облучения светом со стороны базы в течение 100 с лампой накаливая (20 Вт), расположенной на расстоянии 7 см от поверхности Si (кривая 1 на рис. *а* – до облучения, кривая 2 – после облучения). Восстановление спектра фотоЭДС (кривые 3–6 на рис. *а*); сравнение темпа восстановления фотоЭДС и микротвердости *H* после прекращения облучения (*б*).

твердость восстанавливается гораздо быстрее, чем в отсутствие облучения.

Немонотонная зависимость изменений от длительности облучения объясняется тем, что диэлектрический слой со временем теряет способность генерировать волны первого рода, по-видимому, вследствие происходящих при облучении электронных процессов в этом слое. После прекращения облучения такая способность постепенно восстанавливается, при этом восстанавливается и фоточувствительность. В связи с тем, что естественный окисел на GaAs имеет сложный состав, электронные процессы в нем более многообразны, чем в SiO₂, соответственно, и восстановление фоточувствительности имеет более сложный вид (например, последовательная зарядка и разрядка электронных и дырочных ловушек, расположенных на разной глубине в запрещенной зоне диэлектрика).

Кроме измерения микротвердости, проводилось снятие спектров фотоЭДС барьера Шоттки кремний – золото. Спектры снимались до и после облучения со стороны базы, а затем через определенные промежутки времени после выключения света. Данные приведены на рис. 1. Из рис. 1 видно, что облучение приводит к уменьшению фотоЭДС с постепенным возвратом к исходной величине после прекращения облучения. Темп восстановления практически совпадает с темпом восстановления микротвердости (рис. 1, б). Этот результат можно объяснить тем, что, по крайней мере, часть генерируемых при облучении ТД служат центрами рекомбинации электронно-дырочных пар.

Закономерности изучаемого явления свидетельствуют о сложном характере инициируемых облучением процессов, в которых диэлектрический слой играет важную роль. Кроме приведенной выше модели, возможны и другие объяснения. Эффект имеет довольно универсальный характер: помимо кремния и арсенида галлия дальнодействующее влияние наблюдалось в целом ряде металлов [3]. Поскольку световые пучки применяются в многочисленных методах диагностики полупроводников и в полупроводниковой оптоэлектронике, возможность описанного здесь эффекта следует учитывать.

1. Тетельбаум, Д.И. Эффект дальнодействия при малоинтенсивном облучении твердых тел / Д.И. Тетельбаум, Е.В. Курильчик, Ю.А. Менделева // Поверхность. Рентгеновские, синхротронные и нейтронные исследования. 2009. № 3. С.94–103.

2. *Tetelbaum, D.I.* Long-range effect at low-dose ion and electron irradiation of metals / D.I. Tetelbaum, E.V. Kuril'chik, N.D. Latisheva // Nucl. Instr. Meth. B. 1997. V. 127/128. P.153–156.

3. Тетельбаум, Д.И. Эффект дальнодействия / Д.И. Тетельбаум, В.Я. Баянкин // Природа. 2005. №4. С. 9–17.

Нелинейный резонанс при рассеянии света периодической решеткой из цилиндрических рассеивателей

А.А. Уткин, В.В. Курин

Институт физики микроструктур РАН, 603950, Нижний Новгород, ГСП-105.

Задача о рассеянии света плоской дифракционной решеткой, составленной из цилиндрических нанопроволок, является одной из задач, интерес к которым значительно возрос в связи с развитием нанотехнологий. Важной особенностью такой задачи является резонансный характер частотных зависимостей решения. Такое поведение обусловлено, во-первых, возбуждением дипольного плазмонного резонанса при рассеянии электромагнитной волны на одиночном цилиндре, и, во-вторых, брэгговскими резонансами, связанными с учетом периодичности решетки. Положение дипольного резонанса на частотной шкале определяется соотношением $\varepsilon(\omega) + 1 = 0$, где $\varepsilon(\omega) -$ диэлектрическая проницаемость рассеивателя, а брэгговские резонансы возникают тогда, когда для некоторого дифракционного максимума условие Брэгга -Вульфа выполнено для касательного к решетке направления распространения. Положения этих двух максимумов могут быть близки, и в этом случае происходит значительное увеличение полей, связанное с взаимным усилением брэгговского и дипольного резонансов [1].

Большая величина локальных полей внутри рассеивателей может приводить к существенному нарастанию нелинейных эффектов, из-за чего амплитуда и форма резонанса может значительно измениться. В настоящей работе мы рассмотрели задачу об облучении электромагнитной волной плоской дифракционной решетки, составленной из нанопроволок, обладающих нелинейными свойствами. Диэлектрическая проницаемость проволок описывается моделью Друде с нелинейностью, зависящей от квадрата модуля электриче- $\varepsilon(\omega) = 1 - \omega_n^2 / (\omega(\omega + i\nu)) + \alpha |E|^2$. поля: ского В случае малых по сравнению с длиной волны радиусов цилиндров возможно аналитическое решение. Это связано с тем, что электрическое поле

внутри каждого цилиндра можно считать постоянным, поэтому система дифференциальных уравнений Максвелла сводится к нелинейной алгебраической системе, которая может быть проанализирована аналитически. На рис. 1 представлена зависимость поля внутри цилиндра от частоты вблизи одного из брэгговских резонансов, который сам по себе близок к дипольному резонансу.



Рис. 1. Зависимость поля внутри цилиндров от частоты.

По оси абсцисс отложена частота в единицах плазменной частоты, по оси ординат отложен квадрат модуля электрического поля, измеренный в единицах квадрата электрического поля, измеренный в единицах квадрата электрического поля в падающей волне. Сплошной линией изображен случай слабой нелинейности, т. е. $\alpha \neq 0$, но $\alpha |E_0|^2 << 1$, где E_0 – амплитуда падающей волны, пунктирной – $\alpha = 0$. Видно, что вблизи резонанса локальное поле усиливается настолько сильно, что начинают играть значительную роль нелинейные эффекты, приводя к существенному изменению добротности резонанса.

1. Курин В.В. // УФН, 179, 1012 (2009).

Структура и свойства Si-наноструктур на поверхности ВОПГ

Д.О. Филатов, Д.А. Антонов, С.Ю. Зубков, А.В. Нежданов, А.И. Машин

Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского, пр-т Гагарина, 23, Нижний Новгород. e-mail: <u>mashin@phys.unn.ru</u>

Одним из уникальных свойств углерода как химического элемента является способность формирования разнообразных аллотропных форм. В дополнение к известным с древнейших времён формам углерода – алмазу и графиту – сравнительно недавно были открыты новые аллотропные формы: фуллерены [1], нанотрубки [2, 3], графен [4]. Синтез и исследования углеродных наноструктур составляли одно из магистральных направлений нанофизики и наноэлектроники в последние десятилетия.

Кремний – ближайший аналог углерода по своим физико-химическим свойствам. В связи с исследованиями новых форм углерода, а также в связи с тем, что кремний на протяжении последних 50 лет является основным материалом микроэлектроники, не ослабевает интерес к исследованиям возможностей синтеза и прогнозированию свойств различных кремниевых наноструктур: кремниевых нанокристаллов, нанотрубок [5] и др. Однако в связи с особенностями физико-химических свойств кремния по сравнению с углеродом его способность формировать различные аллотропные формы уступает таковой для углерода. В частности, до сих пор не удалось синтезировать кремниевые аналоги фуллеренов. В связи с вышеизложенным, как один из возможных способов получения кремниевых наноструктур, аналогичных углеродным, рассматривается использование углеродных наноструктур как матриц-подложек (затравок) для кремниевых [6].

В настоящей работе исследованы морфология и оптические свойства самоформирующихся кремниевых наноструктур на поверхности высокоориентированного пиролизного графита (ВОПГ). Целью работы являлось исследование возможности формирования монослойных эпитаксиальных плёнок Si/ВОПГ – кремниевых аналогов графена.

Исследованные образцы формировались методом молекулярно-лучевой эпитаксии (МЛЭ) в МЛЭ-камере двухкамерного сверхвысоковакуумного (СВВ) комплекса Omicron Multiprobe RM (Research MBE). Кремний осаждался из электронно-лучевого испарителя Omicron EFM-3, температура подложек T_g составляла 20 и 300 °C, давление

остаточных газов в МЛЭ-камере – $\sim 10^{-9}$ Торр. Толщина осаждённого слоя Si $d_{\rm Si}$ измерялась при помощи калиброванных кварцевых весов Syscom STM-100/MF. Калибровка весов проводилась путём независимых измерений методом атомносиловой микроскопии (ACM) толщины плёнок кремния, выращенных на подложках монокристаллического Si(001).

Морфология и атомная структура конденсата кремния на поверхности ВОПГ исследовались методом сканирующей туннельной микроскопии (СТМ) in situ при помощи СВВ АСМ/СТМ Omicron UHV AFM/STM LF1, присоединённого к аналитической камере CBB-комплекса Omicron Multiprobe RM, при комнатной температуре. Использовались Pt зонды, препарированные путём срезания. Химическое состояние атомов конденсата кремния на поверхности ВОПГ исследовалось методом рентгеновской фотоэлектронной спектроскопии (РФЭС) in situ в аналитической камере СВВ-комплекса Omicron Multiprobe RM. Возбуждение осуществлялось рентгеновским источником Omicron DAR-400 с Мд-анодом, регистрация – при помощи 5-канального полусферического энергоанализатора Omicron EA-125. Исследования оптических свойств самоорганизованных кремниевых наноструктур на поверхности ВОПГ проводились ex situ методом спектроскопии комбинационного рассеяния света (КРС) при помощи микроспектроскопического комплекса NT MDT Integra Spectra. Спектры КРС измерялись при комнатной температуре, при возбуждении полупроводниковым лазером с длиной волны излучения 473 нм и мощностью ≈ 2,4 мВт. Для предотвращения окисления кремниевого конденсата в окружающей атмосфере при извлечении образцов Si/BOПГ из шлюзовой камеры CBB-комплекса Omicron Multiprobe RM последняя заполнялась высокочистым азотом, и поверхность образца заливалась в атмосфере азота вакуумным маслом для диффузионных насосов ВМ-1. Слой масла предохранял конденсат кремния на поверхности ВОПГ от окисления.

На рис. 1 приведены СТМ-изображения поверхности конденсата Si/ВОПГ с различными значениями толщины осаждённого слоя Si d_{Si}.



Рис. 1. СТМ-изображения поверхности конденсата Si/BOПГ. Номинальная толщина слоя Si d_{Si} 0,12 нм (*a*), 0,24 нм (*b*), 0,36 нм (*b*) и 0,96 нм (*c*, *d*). Температура подложки $T_g - 20$ °C (*a*-*c*) и 300 °C (*d*).



Рис. 2. РФЭ-спектры конденсата Si/ВОПГ в области линии Si 2p. Номинальная толщина слоя Si 5,0 нм (2), 3,0 нм (3), 0,96 нм (4), 0,60 нм (5) и 0,36 нм (6). Для сравнения приведена линия монокристалла Si (1).

При $T_g = 20$ °С и $d_{Si} < 1$ монослоя (МС) на поверхности ВОПГ формируются двумерные островки Si, структура которых повторяет структуру верхнего слоя графита, т.е. атомы Si занимают положения над ненасыщенными связями углерода в верхнем слое графита (рис. 1, *a*). Таким образом, структура монослойных островков Si/BOПГ подобна структуре графена.

При увеличении d_{Si} до ~ 1 MC образование второго слоя Si начинается до полного замыкания первого монослоя (рис. 1, δ). При $d_{Si} > 1$ MC формируются трёхмерные островки, предположительно, по механизму Странски – Крастанова (рис. 1, δ , ϵ). В ряде случаев наблюдалось образование островков удлинённой формы (рис. 1, ϵ , δ).

На рис. 2 приведены РФЭ-спектры конденсата Si/BOIIГ в области линии Si 2р для различных значений d_{Si} . При $d_{Si} < 1$ нм наблюдается уширение и сдвиг линии Si 2р в сторону больших энергий связи на ~ 0,2 эВ по сравнению с монокристаллическим Si (рис. 2, кривая *I*). Величина сдвига уменьшается с увеличением d_{Si} и при $d_{Si} > 1$ нм становится пренебрежимо малой. Данный сдвиг может быть связан с действием нескольких факторов. Наиболее вероятно, он связан с влиянием электрического диполя на границе раздела Si/C. Кроме того, сдвиг и уширение линии Si 2р могут быть связаны с изменением энергии уровней Si вследствие малого числа атомов в островках Si.

На рис. 3 приведены спектры КРС-конденсата Si/BOПГ в диапазоне 230–560 см⁻¹. При $d_{Si} < 1$ нм сигнал КРС конденсата Si незначительно превышает уровень шума. Спектры КРС-образцов с $d_{Si} =$ 3 и 5 нм имеют форму, сходную со спектрами толстых пленок аморфного Si на монокристаллических подложках Si (рис. 3, кривая 5).



Рис. 3. Спектры КРС-конденсата Si/BOПГ. Номинальная толщина слоя Si 5,0 нм (3), 3,0 нм (2), 0,96 нм (1). Для сравнения приведена линия монокристалла Si (4) и слоя аморфного кремния толщиной 500 нм, полученного методом электронно-лучевого испарения на монокристаллической подложке Si (5).

Однако в положении пиков наблюдается сдвиг (на $\approx 10 \text{ см}^{-1}$) по сравнению со спектром толстой пленки аморфного кремния. Также имеет место сдвиг между максимумами линий КРС от образцов с $d_{Si} = 3$ и 5 нм (на $\approx 2 \text{ см}^{-1}$). Данный эффект может быть связан как с влиянием толщины пленки, приводящим к квантовому ограничению фононов в одном направлении, так и с влиянием упругих напряжений, возникающих в пленке вследствие рассогласования решеток (длин связей, валентных углов) ВОПГ и кремния.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (номер гранта 09-02-01365-а).

1. *Kroto, H W.* C60: Buckminsterfullerene / *H. W. Kroto, J. R. Heath, S. C. O'Brien et al.* // Nature. 1985. V. 318, № 6042. P. 162–163.

2. *Iijima, S.* Helical microtubules of graphitic carbon / S. Iijima // Nature. 1991. V. 354, №1. P. 56.

3. *Popov, V. N.* Carbon nanotubes: properties and application // Mat. Sci. Eng. R. 2004. V. 43, № 1. P. 61–102.

4. *Castro Nero*, *A.H.* The electronic properties of graphene / A. H. Castro Nero, F. Guinez, N. M. R. Perez et al. // Rev. Mod. Phys. 2009. V. 81, № 1. P. 109–163.

5. *De Crescenzi, M.* Experimental imaging of silicon nanotubes / M. De Crescenzi, P. Castrucci, M. Scarselli et al. // Appl. Phys. Lett. 2005. V. 86, № 23. P. 231901.

6. Zeng, B. Field emission of silicon nanowires grown on carbon cloth / B. Zeng, G. Xiong, S. Chen et al. // Appl. Phys. Lett. 2007. V. 90, № 3. P. 033112.

Design of nanomaterials for terahertz optics: oxide composites and theirs properties

A.N. Khodan¹, A.P. Shkurinov²

¹ A.N. Frumkin Institute of Physical Chemistry and Electrochemistry RAS, 31 Leninsky pr., 119991 Moscow.

² M.V.Lomonosov Moscow State University, Physical Department, 119892 Moscow.

e-mail: khodan@ipc.rssi.ru

The choice of materials for terahertz optics is rather limited, only some polymer materials are used now such as polyethylene, polytetrafluoroethylene, polypropylene and others. The most common disadvantage of polymer systems is a rather high absorption over the THz range; the physical properties in these materials caused by the singularities of chemical constitution and by the effects of intra- and intermolecular hydrogen bonding. Presence of the unshared electronic pairs in a substance, as well as equal availability of the molecular water, the presence of free and loosely coupled charge carriers; - all this a priori should increase the efficiency of interaction with an electromagnetic radiation and increment of the losses. By this reasons the metallic mirrors are still used for low-loss THz optics.

The purpose of this work is development of the solid-state materials possessing a small absorption combined with sufficient refraction index in the THz range. The main criteria used for materials selection, were simple enough: inorganic compound with a strong chemical bond, a stoichiometric composition is desirable, a minimum concentration of delocalized charge carriers is essential and compounds should possess sufficient polarizability over the THz range. It is obvious, that inorganic materials match these criteria in the greatest degree and, first of all, the stable oxides with rather high fusion temperatures: Al₂O₃, SiO₂. For the further work on THz optics materials, we have taken advantage of the monolithic nanostructured porous alumina, the synthesis procedure of which was developed earlier [1-2].

The choice of materials for terahertz optics is rather limited, only some polymer materials are used now for this purpose: polyethylene, polytetrafluoroethylene, polypropylene and others. The most common if not all polymer systems disadvantage is a rather high absorption over the THz range, – that is caused by singularities of chemical constitution and by the effects of intra- and intermolecular hydrogen bonding on the physical properties of these materials. Presence of the unshared electronic pairs in a substance, as well as equal availability of the molecular water, the presence of free and loosely coupled charge carriers; - all this a priori should increase the efficiency of interaction with an electromagnetic radiation and should increment the losses. Probably, it is the reason of that the metallic mirrors are still used for low-loss optical systems in THz range. The purpose of this work is searching and development of the solid-state materials possessing a small absorption combined with sufficient refraction index in the THz range. The main criteria used for materials selection were simple enough: inorganic compound with a strong chemical bond, a stoichiometric composition is desirable, a minimum concentration of delocalized charge carriers is essential and compounds should possess sufficient polarizability over the THz range. It is obvious, that inorganic materials match these criteria in the greatest degree and, first of all, the stable oxides with rather high fusion temperatures: Al₂O₃, SiO₂.

For development of THz optics materials we have taken advantage of the monolithic nanostructured porous alumina (NOA), the synthesis procedure of which was published earlier [1-2]. NOA optical properties in the relationships with the structural, phase and chemical composition of the samples and the evolution NOA properties with the heat treatment was analyzed. The native NAO "raw" structure consist of the three-dimensional network of the amorphous nanofibrils with diameter 5-10 nm, having the composition Al₂O₃·nH₂O, $n \approx 3,7$. The other properties are: small density $(0,02 - 0,04 \text{ g/cm}^3)$, high porosity (> 99 $%_{vol.}$) and large specific surface (300–800 m²/g). An annealing in the temperature range 900-1700 °C allows to vary the samples density from 0.02 up to 3 g/cm³, the porosity from 99,3 till 25 % and the specific surface from 800 till 1 m²/g, Fig. 1. Table 1 presents the difference between NOA phase composition and other alumina oxihidroxides obtained by chemical precipitation.



Fig. 1. The evolution of NOA density with isochronous 4-hours annealing. The structure of "raw" NOA sample is shown at the inserted TEM image.

An annealing leads to isotropic decreasing of the samples linear sizes, but does not destroy the solidity and the porous structure. This property is rather useful as it allows controlling precisely the refractivity of a medium material simply by changing the NOA density. It has been shown, that the absorption in the NOA materials is related to the content of the chemically bounded water and/or the hydroxyl groups. The water amount in raw NOA samples is up to $38,7 \, \%_{mol}$, nevertheless, because of very low density of NOA, the absorption coefficient remains small, less then 0,2 at 1 THz.

				Table .	
		Temperatures of phase transition, °C			
	Phase transition	NOA	Oxihidroxides, chemical precipitation		
		end	onset	end	
1	Supramolecular \rightarrow amorphous	< 100	-	_	
2	amorphous $\rightarrow \gamma$ -Al ₂ O ₃	~ 440	320 - 450	600 - 700	
3	γ -Al ₂ O ₃ \rightarrow θ -Al ₂ O ₃	~1000	830 - 950	1050	
4	θ -Al ₂ O ₃ $\rightarrow \alpha$ -Al ₂ O ₃	~1100	1000	1100	

Absorption and losses in NOA materials are increasing with an annealing temperature. This is related to the nanoporous structure of the NOA samples, which dehydration goes much faster than the densification of the nanofibrils oxide. The quantitative interrelation between an absorption coefficient and the content of structural water in samples has been established in our study. Refraction index increases with the density of the samples, and for NOA media with various density $(n - 1)/\rho$ is an invariant, that for the raw NOA is equal ~ 0,7 mm³/g. In a low absorbing medium: $Re(\varepsilon) \sim n^2$, and estimations of the dielectric permittivity of NOA fibrils with an annealing temperature and structure changes are shown at Fig. 2.



Fig. 2. The evolution of the dielectric permittivity of NOA fibrils with annealing temperature and structure changes.

High and open porosity of NOA allows creating nanocomposite materials using chemical impregnation of a free volume with other oxides: TiO₂, ZrO₂, CeO₂, PbO, Fig. 3, *a*.

Conclusions: new nanocomposite oxide systems were developed and studied. Oxide nanomaterials can be obtained as porous monolith with the properties allowing different applications in optics, for making heterogeneous macro-ordered materials and metamaterials, and for the porous medium with non-linear functional properties [3, 4], Fig. 3, b.



Fig. 3. High resolution TEM image of nanocomposite Al_2O_3 -CeO₂; epitaxial particles of CeO₂ at the surface of alumina fibril (*a*). Porous NOA sample with net structure of 200 μ channels (*b*).

This study was supported by the Russian Ministry of Education and Science (State Contract № 02.513.12.3023).

1. *Khodan, A.N.* New method of nanomaterials sintering by the controlled selective oxidation of metallic liquid phase / P.N. Martinov, R. Askhadullin, P.A. Yudintsev, A.N. Khodan // New industrial technologies. 2008. № 4. P. 48–52 (Rus).

2. *Khodan, A.N.* Structural and morphological properties of the ultraporous monolithic aluminum oxihydroxide $(Al_2O_3 \cdot nH_2O) / P.N.$ Martinov, A.N. Khodan, R.Sh. Askhadullin, P.A. Yudintsev // Corrosion: materials and protetion 2009. No. P. 6–12 (Rus).

3. *Khodan, A.N.* Materials design for terahertz optics: problems and possible solutions / A.N. Khodan, A.P. Shkurinov // Topical Problems of Biophotonics – 2009. Proceedings. Nizhny Novgorod. P. 285–286.

4. *Shkurinov, A.P.* Terahertz applications of the porous nanostructured oxide based artificial materials / M.N. Esaulkov, M.M. Nazarov, I.N. Smirnova, A.P. Shkurinov // Topical Problems of Biophotonics – 2009. Proceedings. Nizhny Novgorod. P. 314–315.

Диагностика и обратимая модификация электрофизических свойств поверхности полупроводников зондом ACM в условиях приложения потенциала

Д.В. Щеглов^{1,2}, А.С. Кожухов^{1,2} и А.В. Латышев^{1,2}

¹ Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова СО РАН, 630090, пр. ак. Лаврентьева 13, Новосибирск. ² Новосибирский государственный университет, 630090, ул. Пирогова 2, Новосибирск. e-mail: sheglov@thermo.isp.nsc.ru

Изучение электрофизических свойств поверхности полупроводников является актуальным для понимания возможности создания и использования наноразмерных объектов. Одним из современных методов для исследования поверхности является метод атомно-силовой микроскопии (ACM). С помощью ACM имеется возможность осторожно «ощупывать» поверхность тел твёрдотельным зондом и, применяя различные методы, изучать интересующие свойства полупроводниковых структур, например: топографию поверхности, распределение локальной проводимости, локальной ёмкости и локального потенциала, распределение поверхностного заряда [1].

До сих пор методика измерения электрофизических свойств поверхности посредством зонда АСМ не получила достаточно широкого развития в связи со сложностью интерпретации электрофизических механизмов взаимодействия иглы с поверхностью. Другой сложностью, возникающей при желании определить распределение свойств полупроводника не только на поверхности, но и в объёме, является необходимость создания поперечного разреза исследуемой структуры.

Недостаточный уровень интерпретации электрофизических механизмов взаимодействия иглы с поверхностью, проблема оптимизации приборных параметров в зависимости от решаемой задачи, но большие возможности приборов ACM повышают интерес к дальнейшему развитию спектроскопических методов на основе атомносиловой микроскопии в целях получения более полной информации о поверхности.

Особый интерес представляет возможность нанесения заряда на поверхность образца с помощью методики кельвиновской сканирующей зондовой микроскопии (КСЗМ), при этом необходимо изучение таких характеристик, как время сохранения заряда на поверхности, возможность изменения сопротивления образца [2]. Целью работы являлось исследование особенностей взаимодействия зонда и поверхности в условиях приложения потенциала.

Для проведения экспериментов в атмосферных и вакуумных условиях в режиме методики «кельвиновская мода» был использован атомносиловой микроскоп Ntegra Aura (NT MDT) с вертикальным разрешением до 0,5 Å, который для улучшения разрешения и воспроизводимости эксперимента был помещён в специальную изолированную от электромагнитных помех, заземлённую виброшумозащитную ячейку. Для минимизации влияния влажности и освещённости на результаты измерений все эксперименты проводились при одинаковых условиях. Возможности зарядки исследовались на поверхности гетероструктуры Al-GaAs/GaAs [3].

Зарядка поверхности осуществлялась подачей напряжения на зонд микроскопа в каждой заданной точке с последовательным смещением к другой точке. Значение напряжения изменялось от – 50 до 50 В. При зарядке поверхности отрицательным потенциалом во избежание окисления образец помещался в камеру, в которой с помощью турбомолекулярного насоса создавался вакуум (10⁻² Торр). Время зарядки для всех экспериментов задавалось одинаковым. Измерение сопротивления образца проводилось с помощью четырёхзондового метода.



Рис. 1. 7×7 мкм топографическое ACM-изображение поверхности канала гетероструктуры AlGaAs/GaAs (*a*); δ – изображение того же участка в режиме ACM-КРП до зарядки, ϵ – после зарядки отрицательным потенциалом.

в

б

На рис. 1 представлено 7×7 мкм ACMизображение рельефа поверхности образца (*a*), изображение в кельвин-моде до (б) и после отрицательной зарядки в вакууме (*в*). Видно, что после нанесения заряда на поверхности образуется линия с другим потенциалом ($\Delta \phi = -60$ мВ). На рис. 2 приведено 7×7 мкм ACM-изображение рельефа поверхности образца (*a*) и изображения распределения контактной разности потенциалов (КРП) до (б) и после положительной зарядки при атмосферном давлении (*в*). Внесение заряда на поверхность изменило КРП на $\Delta \phi = +60$ мВ. Зависимость $\Delta \phi$ от поданного на иглу напряжения приведена на рис. 3.





Рис. 2. 7×7 мкм топографическое ACM-изображение поверхности канала гетероструктуры AlGaAs/GaAs (*a*), δ – изображение того же участка в режиме ACM-КРП до зарядки, ϵ – после зарядки положительным потенциалом.



Рис. 3. Зависимость измеряемой контактной разности потенциалов от прилагаемого напряжения зарядки.

С помощью процесса локального анодного окисления ширина контакта была уменьшена от 5 мкм до 0,2 мкм (Рис. 4). В результате сопротивление канала увеличилось от 90 до 180 кОм (рис. 5). Далее заряд вносился в область между линиями окисления. Зарядка происходила в режиме сканирования области $0,5\times0,5$ мкм при постоянном напряжении на игле (в первом случае +20 В, во втором –10 В). В результате сопротивление образца уменьшилось от 180 до 140 кОм. Так же изменяется сопротивление второго контакта (рис. 5). Это можно объяснить тем, что при внесении положительного или отрицательного заряда происходит уменьшение или увеличение концентрации носителей заряда.

Таким образом, в результате проделанной работы исследованы условия зарядки поверхности посредством иглы атомно-силового микроскопа в условиях приложения потенциала.

Показано, что сопротивление образца может быть обратимо промодулировано посредством внесения дополнительного поверхностного заряда.



Рис. 4. 10×10 мкм топографическое ACM-изображение поверхности канала гетероструктуры AlGaAs/GaAs с разрезом локальным оксилом (*a*); 1×1 мкм топографическое ACM-изображение поверхности канала гетероструктуры AlGaAs/GaAs с разрезом локальным оксилом (δ), изображение того же участка в режиме ACM-КРП после зарядки зоны между контактами отрицательным потенциалом (ϵ).



Рис. 5. ВАХ разрезаемого зарядкой контакта в зависимости от условий зарядки.

Предложен метод обратимого, воспроизводимого изменения поверхностного потенциала без модификаций поверхности.

1. *Sarid D.*, Scanning Force Microscopy, (N.Y., Oxford University Press, 1992).

2. Анкудинов А.В., Котельников Е.Ю., Канцельсон А.А., Евтихеев В.П., Титков А.Н. Микроскопия электроскопических сил на сколах полупроводниковых лазерных диодов // Физика и техника полупроводников, 2001, т. 35, вып. 7.

3. Ткаченко В.А., Квон З.Д., Щеглов Д.В., Латышев А.В., Торопов А.И., Ткаченко О.А., Бакшеев Д.Г., Асеев А.Л. Амплитуда осцилляций Ааронова-Бома в малых баллистических интерферометрах // Письма в ЖЭТФ, 2004, т. 93, № 3, с. 168–172.

Нелинейная ближнепольная диагностика наноразмерных поверхностных объектов с помощью фемтосекундного лазерного излучения и атомно-силовой микроскопии

А.М. Киселев, Д.И. Кулагин, А.Н. Степанов, Д.А. Яшунин

Институт прикладной физики РАН, ул. Ульянова, 46, Нижний Новгород. e-mail: <u>yashuninda@yandex.ru</u>

Создание и изучение наноструктур с контролируемыми свойствами, например, квантовые «точки» и квантовые «провода», является ключевой проблемой современной физики конденсированных сред, физики наносистем и нанотехнологии. Особое место в этой области исследований занимает разработка и применение методов диагностики наноструктур, которые позволяют обнаруживать принципиально новые свойства наноматериалов и структур, создаваемых на их основе. Важным направлением в данной области исследований является оптическая микроскопия ближнего поля, в которой используется эффект локального усиления поля около острия проводящей иглы атомно-силового микроскопа (АСМ) при облучении лазерным излучением [1, 2].

Целью настоящей работы является разработка нелинейно-оптической модификации данной методики диагностики поверхностей, при которой для облучения иглы ACM используется излучение лазера, генерирующее импульсы фемтосекундной длительности. Высокая интенсивность используемого излучения совместно с эффектом усиления поля около иглы ACM позволяет исследовать нелинейный оптический отклик поверхности образцов, что, с одной стороны, дает возможность исследовать нелинейные свойства поверхностных наноструктур, с другой стороны, в принципе позволяет обеспечить пространственное разрешение, превосходящее разрешение, достигаемое при линейном рассеянии оптического излучения [3].

Эксперимент проводился на установке, схема которой приведена на рис. 1. Излучение Ti:Sa лазера с длиной волны 800 нм, частотой следования импульсов 80 МГц, длительностью импульсов 40 фс и средней мощностью ≤ 100 мВт, отраженное от делительной пластинки, фокусировалось иммерсионным микроскопическим объективом 40× (числовая апертура N.A.=0,65) снизу на верхнюю поверхность покровного стекла, на которую наносились исследуемые образцы. Оптический сигнал от образцов, в том числе и нелинейнооптический, собирался тем же самым микроскопическим объективом, проходил через фильтры. отсекающие излучение основной частоты титансапфирового лазера и рассеянное излучение лазера АСМ, который использовался в оптической системе регистрации отклонений кантилевера. В экспериментах регистрировался спектральный диапазон 350-630 нм. После этого сигнал попадал на систему счета фотонов (Hamamatsu, модель С9744). Часть рассеянного сигнала, отраженная от клина, попадала на ССD-камеру, служащую для совмещения оптического пучка и кончика иглы АСМ. Поверхность покровного стекла с нанесенными на него образцами могла сканироваться с помощью атомно-силового микроскопа (NT MDT, модель «Смена»). В эксперименте использовались кремниевые иглы, покрытые золотом. Радиус кривизны острия зондов составлял порядка 35 нм, угол при вершине зондов – менее 22 градусов. Само стекло с образцами закреплялось на подвижной платформе, которая обеспечивала двумерное прецизионное сканирование в пределах 13 × 13 мкм и перемещение которой контролировалось специальным блоком управления.



Рис. 1. Схема экспериментальной установки

Эксперимент осуществлялся следующим образом. Сначала игла АСМ точно устанавливалась в фокальное пятно сфокусированного оптического пучка. Для этого перемещением кантилевера над поверхностью образца по изображению на ССДкамере кончик иглы АСМ устанавливался с точностью несколько микрон в фокус пучка. Затем фокальная плоскость пучка сканировалась перемещением иглы АСМ. Люминесценция иглы регистрировалась системой счета фотонов и записывалась для каждого положения иглы. Это позволяло получить распределение люминесценции в пучке, после этого кончик иглы АСМ устанавливался в его центр. Затем в контактном двухпроходном режиме проводилось сканирование образцов (путем перемещения подвижной платформы с образцами) под неподвижной иглой АСМ.


Рис. 2. Топография поверхности образца (*a*), *в* – пространственное распределение люминесценции на поверхности образца, *б* и *г* – сечения вдоль соответствующих линий, отмеченных на левых изображениях.

При первом проходе снималась топография рельефа поверхности, при втором – записывалась величина сигнала со счетчика фотонов для каждого положения зонда, что позволяло получить двумерное распределение люминесценции поверхности образца, вызываемой двухфотонным поглощением фемтосекундного лазерного излучения. Второй проход зонда был необходим в силу большого «паразитного» остаточного сигнала от лазера ACM, регистрировавшегося системой счета фотонов на первом проходе. Второй проход проходил при выключенном лазере ACM.

В качестве тестовых образцов для проверки работы методики нелинейно-оптической диагностики поверхностных наноструктур использовались квантовые точки из CdSe (Invitrogen, Qdot® 565). Максимум люминесценции квантовых точек лежит на длине волны 565 нм. Раствор квантовых точек наносился на покровное стекло и затем высушивался. Судя по прописанной с помощью ACM топографии в результате на поверхности покровного стекла образовывались наноструктуры, состоящие из конгломерата квантовых точек с размерами в несколько сотен нанометров.

Двумерные изображения, полученные на описанной установке, представлены на рис. 2. Рис. 2, *а* дает топографическую картину части поверхности покровного стекла с нанесенным на него конгломератом из квантовых точек. Размер нанообразования, как видно из сечения, приведенного на рис. 2, *б*, составляет порядка 500 нм (FWHM). На рис. 2, *в* изображена соответствующая картина нелинейной люминесценции, характерный размер области нелинейно-оптического отклика составляет 500 нм.

Таким образом, в настоящей работе показано, что использование фемтосекундного лазерного излучения в комбинации с атомно-силовым микроскопом позволяет проводить исследования нелинейных оптических свойств поверхностных наноструктур, что расширяет диагностические возможности использования атомно-силовой микроскопии. Данные возможности могут быть особенно интересны и важны при исследованиях биологических объектов (крупных молекул, клеток), в которых используются в диагностических целях люминесцентные частицы-маркеры.

1. Grafstrom S. // J. Appl. Phys. 91, 1717 (2002).

2. Novotny L. and S. J. Stranick // Annu. Rev. Phys. Chem., 57, 303 (2006).

3. Bouhelier A., M.R. Beversluis, L. Novotny // Ultramicroscopy, **100**, 413 (2004).

Мощный источник рентгеновского излучения на основе токовой имплозии вещества в режиме Z-пинча (установка Ангара-5-1 ГНЦ РФ ТРИНИТИ)

В.В. Александров, И.А. Барыков, Г.С. Волков, Е.В. Грабовский, А.Н. Грибов, А.Н. Грицук, В.И. Зайцев, Я.Н. Лаухин, С.Ф. Медовщиков, К.Н. Митрофанов, Г.М. Олейник, П.В. Сасоров, М.И. Федулов, И.Н. Фролов

> ГНЦ РФ ТРИНИТИ, 142190 Московская обл., г. Троицк. e-mail: alexvv@triniti.ru

В настоящее время лазерная плазма и Zпинчевые разряды из веществ с высоким атомным номером являются наиболее мощными импульсными источниками рентгеновского и ВУФизлучения мультитераваттного диапазона, но Zпинчи при мегаамперном токе обеспечивают максимальную энергию генерируемого рентгеновского импульса с суммарным выходом до нескольких мегаджоулей. Физической основой генерации рентгеновских импульсов Z-пинчом является магнитно-газодинамическая кумуляция электромагнитной энергии при токовой имплозии вещества в режиме Z-пинчевого разряда.

Для генерации импульсов мегаамперного диапазона используются технологии электрических генераторов высокой импульсной мощности (Pulsed Power technology), которые обеспечивают генерацию высоковольтных электрических импульсов с напряжением в несколько мегавольт и током до 20 МА при длительности ~100 нс.

В настоящее время в мире действует несколько таких генераторов на основе емкостного накопления энергии: в США – Saturn (8 MA, 3 MB) [1], ZR (26 MA, 5 MB, 100 нс) [2], Zebra (1 MA, 1 MB, 100 нс) [3]; в РФ – Ангара-5-1 (4 MA, 1 MB) [4], C-300 (2,5 MA, 1 MB) [5], ГИТ-12 [6]; во Франции: Sphinx (5 MA, 0,4 MB, 600 нс) [7] и других странах (Китай, Великобритания) [8].

Импульсная термоядерная установка Ангара-5-1 ФГУП ГНЦ РФ ТРИНИТИ (рис. 1) входит в спи-

сок уникальных установок и стендов, зарегистрированных Роснаукой (Регистрационный номер установки: 01-42). Год пуска уникальной установки: 1983. Установка размешена в зале 110×80 м, высотой 14 м. Вес установки превышает 1000 тонн.

Установка Ангара-5-1 является генератором импульсного рентгеновского излучения. Рентгеновский импульс, генерируемый Ангарой-5-1, один из наибольших по энергии в мире. Рентгеновский импульс с большей энергией создают только две установки в мире, расположенные в США, - ZR и Saturn. Импульсная термоядерная установка Ангара-5-1 используется для отработки рентгеновского энергетического драйвера на основе Z-пинчей, который предназначен для сжатия термоядерных мишеней непрямого действия в схемах энергетических реакторов инерциального термоядерного синтеза, а также для проведения лабораторных опытов по исследованию уравнений состояния и теплофизических свойств веществ при сверхвысоких плотностях энергии.

Уникальность установки заключается в ее электрических и рентгеновских характеристиках. Электрическая импульсная мощность установки с током 4 МА достигает 3,6 ТВт. Выходное напряжение – 1 МВ. Преимуществом установки является рекордно высокая энергия импульса рентгеновского излучения – до 120 кДж при длительности импульса рентгеновского излучения 6–10 нс.



Рис. 1. Общий вид установки Ангара-5-1

Установка Ангара-5-1 представляет собой восьмимодульный генератор высоковольтных импульсов тока с емкостным накоплением энергии и транспортировкой энергии к нагрузке по вакуумным линиям с магнитной самоизоляцией. Накопленная в емкостном накопителе энергия порядка 1,6 МДж. Характеристики высоковольтного электрического импульса: напряжение – 0,9 МВ; ток – до 4 МА; длительность импульса – 90 нс; энергия электрического импульса – 600 кДж; пиковая электрическая мощность – 3,6 ТВт.

Опыты по формированию Z-пинчевого разряда с током до 4 МА проводятся в рабочей камере диаметром 4,5 м, откачанной до остаточного давления 10^{-5} Торр. В качестве нагрузки генератора в режиме Z-пинча используются полые газовые струи, пенные и многопроволочные сборки.

Для сбора и обработки экспериментальных данных на установке Ангара-5-1 создан автоматизированный многоканальный диагностический комплекс. Состав приборов и датчиков диагностического комплекса обеспечивает как измерение и мониторинг характеристик напряжения, тока и электромагнитной мощности, подводимых к нагрузке от восьми модулей генератора тока, так и измерение параметров временного профиля мощности рентгеновского излучения в различных диапазонах жесткости квантов. Для визуализации изображений пинча в рентгеновских лучах разной жесткости, полученных с помощью камер обскур, применяется 4-кадровый рентгеновский регистратор на основе МКП-пластины с временем экспозиции 3 нс и времяинтегрированные камеры обскуры с регистрацией на калиброванные ф/п. Для регистрации распределения энергии в спектре рентгеновского излучения применяются наборы вакуумных рентгеновских фотодиодов с рентгеновскими фильтрами и кристаллические спектрографы с записью спектров на рентгеновскую пленку и открытую ПЗС-линейку.

Параметры выходного рентгеновского импульса Z-пинча на основе вольфрамовых проволок в зависимости от линейной массы нагрузки и разрядного тока составляют: энергия – 30–120 кДж; длительность – 5–15 нс. Спектральный состав рентгеновского импульса близок к тепловому с температурой в диапазоне 70–110 эВ.

Перспективные направления использования установки Ангара-5-1 как источника рентгена на основе *Z*-пинчей:

• Отработка перспективных схем для усовершенствования пространственного разрешения при получении изображений пинча и других объектов в диапазоне мягкого рентгеновского излучения (МРИ) с использованием элементов рентгеновской оптики на основе многослойных металлических зеркал и рентгеновских кристаллов.

- Применение потока МРИ из Z-пинчевого источника с плотностью энергии до 20 Дж/см² для модификации свойств поверхностей образцов из полупроводниковых материалов и металлов.
- Исследования стойкости к воздействию МРИ поверхностей образцов из полупроводниковых материалов и металлов.
- Разработка методов получения наноструктур из тугоплавких веществ под воздействием мощных потоков плазмы и рентгеновского излучения.

1. Bloomquist D.D., Stinnett R.W., McDaniel D.H., Lee J.R. Saturn, a large area x-ray simulation accelerator // 6th Pulsed Power Conf., Arlington, Virginia, 1987, p. 310–317; Spielman R.B., Corcoran P., Fockler J., Kishi H. A double post-hole vacuum convolute diode for z-pinch experiments on Saturn // 7th IEEE International Pulsed Power Conference, Monterey, California, 1989, p. 445–449.

2. *Struve K.W., Corley J.P., Johnson D.L. et al.* Design options for a pulsed-power upgrade of the z accelerator // 13th Pulsed Power Conf., Las Vegas, Nevada USA, June 17–22, 2001.

3. Bauer B.S., Kantsyrev V.L., Winterberg F., Shlyaptseva A.S., Mancini R.C., Li H., and Oxner A. // Proceedings of the Fourth International Conference on Dense Z-pinches, Vancouver, Canada, 1997. AIP Conf. Proc. 409, 153, 1997.

4. Альбиков З.А., Велихов Е.П., Веретенников А.И. и др. Экспериментальный комплекс "Ангара-5-1" // Атомная энергия. 1990. Т. 68, вып. 1. С. 26–35.

5. *Chernenko A.S., Gorbulin Yu.M., Kalinin Yu.G. et al.* S-300, new pulsed power installation in Kurchatov Institute // 11th IHPP Beams, June 1996, p. 154–157.

6. Koval'chuk B.M., Mesyats G.A. Superpower pulsed system with plasma opening switches // Proc. of 8th Int. Conf. on High-Power Particle Beams (BEAMS 90), 1990, Novosibirsk, USSR, v. 1, p. 92–103; Opening on GIT-8, 1995 (PPC-95), v. 1, p. 226–231; Chuvatin A.S., Kim A.A., Kokshenev V.A. et al. A composite POS: first proof-of-principle results from GIT-12, 1997 (PPC-97), v. 1, p. 261–268.

7. Lassalle, F., Loyen, A., Georges et al. Status on the Sphinx Machine Based on the 1-µs LTD Technology // Plasma Science, IEEE Transactions on Plasma Science. 2008. V. 36, Issue 2, p. 370–377.

8. *Mitchell I.H. et al.* // Rev. Sci. Instrum. 1996, v. 67, p. 1553.

Методика измерений формы поверхности вращения на сканирующем интерференционном микроскопе белого света "Talysurf CCI 2000"

А.А. Ахсахалян, А.Д. Ахсахалян, М.В. Зорина, А.И. Харитонов

Институт физики микроструктур РАН, Нижний Новгород, ГСП-105. e-mail: akh@ipm.sci-nnov.ru

Многослойные зеркала в форме эллипсоида вращения (ЭВ) являются весьма перспективными элементами для фокусировки жесткого излучения квазиточечных источников. Их светосила может в десятки раз превосходить светосилу скрещенных систем Киркпатрика – Байеза при меньших аберрациях изображения [1, 2]. Развитием технологии их изготовления активно занимаются как зарубежные специалисты, так и наша группа. Одной из наиболее сложных проблем является проблема измерения формы поверхности таких зеркал. Это связано с тем, что радиусы кривизны вдоль оптической оси составляют елиницы метров. а перпендикулярно оси – единицы миллиметров. В работе изучена возможность использования сканирующего интерференционного микроскопа (ИМ) белого света фирмы Taylor/Hobson "Talysurf CCI 2000" для измерения поверхности образца в форме эллипсоида вращения. Проведено сравнение результатов измерений с измерениями на контактном дифференциальном профилометре (ДП) и оптическом стенде (ОС) [3].

До последнего времени для измерений формы поверхности ЭВ в основном использовались два созданных нами прибора: дифференциальный профилометр и оптический стенд. Дифференциальный профилометр позволяет измерять локальный диаметр образца, он состоит из двух идентичных датчиков положения, установленных навстречу друг другу и включенных по схеме вычитания. Образец помещается между датчиками и перемещается вдоль оси вращения. В каждой измеряемой точке считывается значение локального диаметра. Схема вычитания позволяет исключить ошибки, связанные с колебаниями стола, на котором установлен образец при его перемещении. Точность измерения локального диаметра - 2 микрона.

Оптический стенд состоит из одномодового лазера, луч которого сканирует по поверхности измеряемого образца. Регистрируя положение отраженного луча и зная геометрию установки, можно рассчитать зависимость локального угла наклона поверхности от координаты освещаемой точки образца.

Оба этих прибора имеют два существенных недостатка: во-первых, у них довольно низкая точность измерений (на ДП это связано с точностью датчиков, а на ОС – с тем, что отраженный сигнал очень слаб из-за малых радиусов вращения); вовторых, на обоих приборах зондирующая область имеет размер порядка 1–1,5 мм, что позволяет снимать только макропрофиль поверхности.

Интерферометр «Talysurf CCI 2000» осуществляет измерение формы поверхности в поле зрения микроскопа 0,9×0,9 мм с точностью 0,5 нм. Дифракционная картина регистрируется на матрицу размером 1024×1024 пикселя, что обеспечивает разрешение по полю зрения около 1 микрона. К сожалению, в нашей комплектации прибора отсутствуют датчики положения столика микроскопа. Поэтому поверхность протяженных объектов (длина зеркал может составлять 50-100 мм) на имеющемся приборе напрямую измерить нельзя. Для измерений мы дооснастили столик прибора датчиком положения, который измеряет положение стола на длине 30 мм с точностью 1 микрон. Для определения угловых колебаний столика при перемещении от точки к точке была промерена эталонная плоскость на длине 100 мм. Оказалось, что штатный столик довольно совершенный - угловое отклонение положения стола составило 0,25 миллирадиан (рис. 1).



Рис. 1. Угол наклона эталонной плоскости в зависимости от координаты.

Для случаев, когда такая точность является удовлетворительной, шаг измерений должен быть равен размеру поля зрения микроскопа М и на концах каждого измеренного интервала должна производиться сшивка функций. В данной работе профиль направляющей ЭВ строился по такой методике. Для получения большей точности, шаг измерений должен быть уменьшен М*<М. В общей измеренной зоне (М–М*) необходимо сшивать и функции, и ее первые производные.

На модернизированном приборе была промерена образующая поверхности образца, имеющего форму, близкую к ЭВ, который ранее измерялся в работе [3]. Поскольку форма образующей ЭВ близка к ее расчетному значению $Y_{\text{расч}} = b/a(a^2 - (Z - 150)^2)^{0,5}$ (a = 238 мм, b = 6,004 мм), все графики приводятся в виде разности $\Delta Y = Y - Y_{\text{расч}}$ и ее производной ΔY по Z.



Рис. 2. Отклонение направляющей поверхности ЭВ от ее расчетного значения. *1* – измерения на ИМ, *2* – на ДП.



Рис. 3. Отклонение угла наклона направляющей от расчетного значения. Кривая *1* – измерения на ИМ, *2* – на ДП, *3* – на ОС.



Рис. 4. Отклонение направляющей поверхности ЭВ (*a*, ε) и ее производной (δ , ε) от их расчетных значений в увеличенном масштабе.

На рис. 2 (кривая *1*) приведены результаты измерений отклонения профиля направляющей от расчетного значения, а на рис. 4, *а* и *в* – те же результаты в увеличенном масштабе. Кривая *1* рис. 2 построена путем сглаживания по 100 точкам,

т. е. с усреднением примерно на 100 микронах. Видно, что отклонение формы на всей длине составляет около 4 микрон. Из рис. 4, *а* видно, что на более мелком масштабе на поверхности проявляется квазипериодическая структура с периодом около 300 мкм и высотой около 20 нм. На еще большем увеличении рис. 4, *в* наблюдается другой масштаб неоднородностей поверхности – 20 и 5 мкм. Такие неоднородности наблюдались нами и ранее [3]. Связаны они, по-видимому, с остаточными следами обработки абразивами с различной величиной зерна.

Важнейшей характеристикой поверхности будущего зеркала является отклонение локального угла наклона направляющей от расчетного значения. Эти зависимости приведены на рис. 3 (кривая 1) и на рис. 4, б и г в увеличенном масштабе. Из рис. З видно, что макроскопическая форма образца плохая – отклонение угла от расчета составляет $\Delta Y' = 2$ миллирадиана. Вместе с тем, на отдельных участках (рис. 4, б) это отклонение значительно меньше ($\Delta Y' = 0,3$ миллирадиана). Казалось бы, эти участки уже можно использовать для практических целей, но на более мелком масштабе разброс производных вновь возрастает (рис. 4, г). Этот факт мы уже наблюдали при тестировании в рентгеновском диапазоне многослойного зеркала, изготовленного с данного образца, который использовался в качестве шаблона [3].

Сравнение результатов измерений макроскопической формы данного образца, проведенное в работе [3], с результатами данной методики представлено на рис. 2 и 3. С точностью до ошибки измерений результаты совпадают, что свидетельствует о корректности как ранее проведенных, так и настоящих измерений.

Представленная методика обладает значительными преимуществами по сравнению с ранее используемыми. Она позволяет определять форму направляющей эллипсоида вращения с большой точностью на различном масштабе от 100 мм до нескольких микрон.

Работа поддержана РФФИ, проекты 07-02-00249, 10-02-01073.

1. Ахсахалян А.Д., Клюенков Е.Б., Муравьев В.А., Салащенко Н.Н. // Оптимизация многослойных рентгеновских зеркал в системах эллиптических цилиндров и эллипсоидов вращения // Поверхность. Рентгеновские, синхротронные и нейтронные исследования. 2005. № 2. С. 28–35.

2. Ахсахалян А.Д., Муравьёв В.А., Салащенко Н.Н. // Аберрации многослойных рентгеновских уголковых отражателей // Матер. симпозиума "Нанофизика и наноэлектроника". Нижний Новгород, 10–14 марта 2007 г. С. 329–330.

3. Ахсахалян А.А., Ахсахалян А.Д., Клюенков Е.Б., Муравьев В.А., Салащенко Н.Н., Харитонов А.И. // Многослойное рентгеновское зеркало в форме эллипсоида вранцения // Изв. РАН. Сер. физ. 2007. Т. 71, № 1. С. 69–72.

Система освещения маски ЭУФ нанолитографа

А.Е. Пестов, В.Н. Полковников, Н.Н. Салащенко, А.С. Скрыль, И.Л. Струля, М.Н. Торопов, Н.И. Чхало

Институт физики микроструктур РАН, 603950 ГСП-105, Нижний Новгород. e-mail: <u>write75@rambler.ru</u>

В настоящее время в ИФМ РАН ведутся работы по созданию стенда нанолитографа с рабочей длиной волны λ =13,5 нм, который предназначен для формирования рисунка на фоторезисте с минимальными размерами до 30 нм. Схему прибора (см. [1]) можно разбить на 2 основные части: осветительную (источник, коллектор и зеркало гомогенизатора –составное зеркало-осветитель) и проекционную (2-зеркальный объектив, в составе которого имеется два асферических зеркала М2, вогнутое, и М1, выпуклое) [2]. В данной работе будет идти речь о первой части проекционной схемы.

Осветительная система маски нанолитографа состоит из источника ЭУФ-излучения (в нашем случае разборная рентгеновская трубка с кремниевой мишенью), коллектора, представляющего собой сферическое зеркало с отражающим покрытием Mo/Si и собирающего излучение источника из телесного угла 1 стерадиан, и составного зеркала-гомогенизатора, обеспечивающего равномерное распределение интенсивности излучения на маске в области 3×3 мм и сохранение соответствия угла освещения входной числовой апертуре проекционного объектива. На рис. 1, *а* приведена оптическая схема осветителя с основными размерами.



Рис. 1. Оптическая схема осветителя (*a*) и структура пучка лучей, падающего на составное зеркало (составное зеркало условно показано в виде профиля сферической поверхности) (δ).

На рис. 1, б показана структура пучка лучей, падающего на составное зеркало, где видно, что

профиль отражающей поверхности должен быть либо асферическим, либо изломанным в соответствии с нелинейностью распределения лучей в пучке. Это необходимо, чтобы отраженные пучки не расходились бы за пределы телесного угла, ограниченного поверхностью данного зеркала, с центром схождения лучей на расстоянии 150 мм, где должна располагаться маска (см. рис. 1, *a*).

Зеркало гомогенизатора, схема которого показана на рис. 2, состоит из 25 частей – мини-зеркал. Все составные части – это зеркала со сферическими поверхностями с заданным распределением радиусов.



Рис. 2. Составное зеркало с 25 минизеркалами. Окружность показывает область сосредоточения ~ 100% световой энергии, идущей от коллектора.

Для того чтобы произвести сборку и точную настройку составного зеркала был произведен численный расчет оптической схемы с помошью программы ZEMAX. Изначально в качестве источника выступал точечный источник, сферический фронт от которого отражался от коллектора и падал на составное зеркало. Каждый элемент зеркала гомогенизатора располагался таким образом, чтобы центральные нормали были параллельны друг другу. Выяснилось, что изображения от элементов не собираются на маске в заданной области, а разбросаны по площади размером 80×80 мм, что показано на рис. 3, а. Поэтому, для того чтобы собрать отраженный свет, зеркала гомогенизатора должны быть наклонены по отношению к центральному на определенный угол. Проделав численный расчет, получим следующий результат, показанный на рис. 3, б. В таблице приведены углы падения света $\Theta_{\text{пал}}$ на мини-зеркала по отношению к нормали после юстировки. Из рисунка видно, что изображение собирается в области 3×3 мм (черный квадрат), но изображение не равномерно засвечивает данную область. Если мы зададим реальные размеры источника, 0,5×0,5 мм, с распределением интенсивности относительно оси системы совпадающим с угловой зависимостью выхода флуоресцентного излучения

SiLa при возбуждении электронным пучком [3], то мы получим изображение на маске, показанное на рис. 3, *в*.



Рис. 3. Изображение на маске: a – центральные нормали зеркал параллельны; δ и β – зеркала нужным образом сьюстированы (размер источника для случая в) – 0,5×0,5 мм).



Рис. 4. Фотография стенда осветительной части нанолитографа, на котором производится сборка зеркала гомогенизатора: *1* – волоконный источник сферической волны, *2* – коллектор, *3* – зеркало гомогенизатора, *4* – камера, *5* – механизм для юстировки зеркал составного зеркала.

На основе проделанных расчетов был разработан стенд, позволяющий юстировать каждый элемент составного зеркала гомогенизатора. Фотография стенда показана на рис. 4. В данном эксперименте в качестве источника использовалось одномодовое оптическое волокно с зауженной до 0,25 мкм выходной апертурой, который, по сравнению с характерными размерами оптической системы, можно считать точечным. Последнее позволяет производить сравнение экспериментальных данных с данными, полученными в ходе расчета с помощью программы ZEMAX. Принципиальная схема эксперимента и расположение зеркал гомогенизатора показаны на рис. 5. На рис. 6 представлены изображения от мини-зеркал под №13, 14, 17 и 18, а также представлена суммарная картина. Результаты, полученные экспериментально, хорошо согласуются с численными расчетами. После установки и юстировки минизеркал в рабочее положение они фиксировались в этом положении с помощью эпоксидного клея.



Рис. 5. Схема осветительной части нанолитографа и расположение элементов зеркала гомогенизатора: *1* – источник сферической волны, *2* – коллектор, *3* – зеркало гомогенизатора, *4* – экран.



Рис. 6. Изображения от отдельных элементов зеркала гомогенизатора и суммарное (сверху – расчет с помощью программы ZEMAX, снизу – экспериментальные результаты).

Перед сборкой зеркала гомогенизатора на каждое мини-зеркало наносилось Mo/Si многослойное покрытие, отражающее излучение с длиной волны 13,5 нм. Поскольку углы падения излучения на зеркала были различны, см. таблицу, то периоды зеркал d_{опт} также различались.

В настоящее время зеркало-гомогенизатор установлено в нанолитограф.

Работа поддержана грантами РФФИ 07-02-00190, 08-02-00873, 09-02-00912 и ГК №П1544.

1. Волгунов, Д.Г. Стенд проекционного ЭУФ нанолитографа-мультипликатора с расчетным разрешением 30 нм / Д.Г. Волгунов, И.Г. Забродин, А.Б. Закалов, С.Ю. Зуев, И.А. Каськов, Е.Б. Клюенков, А.Е. Пестов, В.Н. Полковников, Н.Н. Салащенко, Л.А. Суслов, М.Н. Торопов, Н.И. Чхало // Настоящий сборник.

2. Зуев С.Ю. Двухзеркальный проекционный объектив нанолитографа на λ=13,5 нм / С.Ю. Зуев, А.Е. Пестов, Н.Н. Салащенко, А.С. Скрыль, И.Л. Струля, Л.А. Суслов, М.Н. Торопов, Н.И. Чхало // Настоящий сборник.

3. Пестов, А.Е. Моделирование интенсивности излучения рентгеновских трубок в мягком рентгеновском и экстремальном ультрафиолетовом диапазоне / А.Е. Пестов, Н.Н. Салащенко, Н.И. Чхало // Известия РАН. Серия физическая. 2008. Т. 72, №2. С. 218–220.

Углы падения света на минизеркала гомогенизатора

№ зеркала	1 21	2 22	3 23	4 24	5 25	6 16	7 17	8 18	9 19	10 20	11	12	13	14	15
$\Theta_{ ext{nad}}$, °	26,9	22,8	18,7	14,5	11,5	25,2	20,3	16,5	12,5	7,7	24,3	19,9	16	12	6,3
d _{опт} , нм	7,88	7,59	7,35	7,17	7,08	7,76	7,44	7,26	7,11	7	7,7	7,42	7,24	7,1	6,98

Исследование структур из кремния с периодически изменяющейся пористостью методами рентгеновской дифрактометрии

Д.В. Иржак, Д.В. Рощупкин, В.В. Старков, Р.Р. Фахртдинов

Институт проблем технологии микроэлектроники и особочистых материалов РАН,

ул. Институтская, 6, г. Черноголовка.

e-mail: irzhak@iptm.ru

Одним из распространенных способов создания наноматериалов является селективное травление. При этом процесс организуется так, что в результате локального травления из объема удаляют или, наоборот, оставляют в объеме, лишь отдельные атомы или группы атомов. Таким образом можно формировать области наноструктурированного материала с существенно отличающимися от исходной матрицы свойствами. Наиболее известным материалом, созданным таким методом, является пористый кремний (ПК), который был открыт в пятидесятых годах прошлого столетия [1]. ПК можно рассматривать как монокристалл, содержащий развитую сеть пустот (пор). Пустоты в кристалле образуют губчатую или столбчатую структуры каналов в кристаллическом скелетоне. Изменяя соотношение кремния и пустот в структуре пористого материала, можно существенно изменять его физические свойства в интервале от характеристик монокристаллического кремния до характеристик воздуха. Однако в зависимости от относительного присутствия в пористой структуре на свойства могут существенно влиять как осаждаемый из раствора в результате реакции диспропорционирования кремний, так и различные соединения кремния с реактивами, остатки самих реактивов и абсорбирующиеся вещества из окружающей среды, а также специально вводимые в структуру наполнители. Данная работа посвящена исследованию структур с периодически изменяющейся пористостью (многослойные пористые структуры – МПС). Толщина пористых слоев в них может составлять величину от десятков нанометров до нескольких микрометров, а общая толщина такой структуры может достигать нескольких сотен микрометров. Такого рода структуры в оптике ИК-диапазона могут быть использованы в качестве фотонных кристаллов, брэгговских рефлекторов в случае формирования строго периодической структуры, либо при создании структуры с соответствующим профилем изменения пористости как волноводы или резонаторы Фабри – Перо.

Для создания структуры фотонного кристалла используется анодное травление кремния в режимах, позволяющих сформировать периодическую структуру слоев с существенно различающимися коэффициентами преломления. При этом толщина этих слоев задается временем травления, а коэффициент преломления определяется соответствующей пористостью слоя, которая, в свою очередь, определяется плотностью анодного тока травления.

Для эксперимента были выбраны кремниевые пластины *р*-типа проводимости с удельным сопротивлением р=0,05 Ом см и ориентацией поверхности (100). Травление осуществлялось в растворе HF:C₂H₅OH=1:1 в гальваностатическом режиме. Плотности анодного тока травления для соответствующих слоев составляли J₁=15 мА/см² и J₂=100 мА/см². Выбранные значения плотностей тока должны обеспечить формирование слоев с пористостью примерно 30% и 70% и различием в коэффициенте преломления более чем в полтора раза соответственно. Скорость преобразования, определенная на массивных образцах с толщиной пористого слоя несколько десятков микрон, для J₁ составила 0,022 мкм/с, а для J₂ – 0,094 мкм/с. Формирование многослойной структуры осуществлялось в режиме ступенчатого изменения плотности анодного тока. На рис. 1 представлена временная диаграмма тока травления при формировании одного периода МПС.



Рис. 1. Зависимость плотности анодного тока травления при формировании многослойной пористой структуры кремния.

Длительность импульсов составляла 4 с при плотности тока $J_1=15 \text{ мA/см}^2$ и 1 с при плотности тока $J_2=100 \text{ мA/см}^2$. Промежуток времени между двумя последовательными импульсами составлял 10 с. В результате были сформированы структуры с различным количеством периодов и толщиной пористых слоев. В данной работе приводятся результаты исследования 20-слойной структуры с периодом ~180 нм. Общая толщина многослойной структуры составляла ~3,5 мкм.

Исследования дифракции рентгеновского излучения на МПС проводились на лабораторном источнике рентгеновского излучения с вращающимся медным анодом в режиме трехкристального рентгеновского дифрактометра. Рентгеновское излучение монохроматизировалось двумя прорезными монохроматорами Ge (200) с трехкратным отражением. В данной схеме трехкристального дифрактометра были исследованы кривые отражения многослойных пористых структур (рис. 2).



Рис. 2. Кривая отражения: *1* – многослойной пористой структуры кремния; *2* – двухслойной структуры.

На кривой отражения многослойной пористой структуры кремния (кривая 1) наблюдается интенсивный брэгговский пик подложки, соответствующий отражению Si (400). Полуширина брэгговского пика подложки составляет FWHM~11 угловых секунд. Положение брэгговского пика многослойной пористой структуры наблюдается при меньшем значении угла, что указывает на изменение межплоскостного расстояния в пористом слое. Также на пике отражения многослойной пористой структуры наблюдаются осцилляции с периодичностью ~ 16 угловых секунд. Данная периодичность соответствует наличию слоя с толщиной ~ 1 мкм. В то же время измеренная с использованием растрового электронного микроскопа толщина многослойной пористой структуры соответствовала ожидаемым 3,5 мкм. Таким образом, можно сделать вывод, что в сформированной многослойной пористой структуре сверху располагается рентгеноаморфный материал толщиной ~ 2,5 мкм. Кроме того, оставшийся слой состоит всего из 5-6 периодов, что недостаточно для возникновения на кривой отражения высокоинтенсивных дифракционных сателлитов. Тем не менее на брэгговском пике многослойной пористой структуры присутствуют слабо выраженные дифракционные сателлиты, связанные с наличием слоев с периодически изменяющейся пористостью. Угловое расстояние между сателлитами составляет ~ 106 угловых секунд, что соответствует периоду структуры ожидаемому, исходя из скорости травления. Количество слоев структуры, определяемое по числу осцилляций между дифракционными сателлитами, и равное 6 совпадает со сделанной выше оценкой.

В ходе дальнейших исследований было обнаружено, что сформированная многослойная пористая структура неоднородна по своей площади. На рис. 3 представлена кривая отражения (кривая *I*), полученная на расстоянии 3,2 мм от области первоначальных исследований. На данной кривой отсутствуют как осцилляции, так и дифракционные сателлиты.



Рис. 3. Кривая отражения: *1* – многослойной пористой структуры кремния; *2* – двухслойной структуры.

Расщепление пика связано с наличием слоев с различной пористостью. Для сравнения на рисунках 2 и 3 приведена кривая отражения двухслойной структуры, слои в которой сформированы при тех же плотностях тока анодного травления, а толщина слоев составляет 13 мкм (кривая 2). Пик, расположенный ближе к пику подложки, соответствует слою, сформированному при плотности тока $J_1=15$ мА/см²; следующий пик – слою, сформированному при $J_1=100$ мА/см².

В данной работе продемонстрирована возможность формирования периодических многослойных пористых структур с заданным распределением пористости методом анодного травления. Использование метода трехкристальной рентгеновской дифрактометрии позволяет исследовать многослойную пористую структуру: определить количество слоев и их толщины.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (проекты № 08-08-00291-а, № 08-02-00999-а).

1. *Uhlir A*. Electrolytic shaping of germanium and silicon. // The Bell System Technical Journal. 1956. V. 35. P. 333–347.

Проблема рассеянного ИК-излучения в LLP-источниках для EUV-литографии

В.В. Медведев^{1,2}, В.М. Кривцун¹, С.В. Шульга¹, А.М. Якунин³

¹ Институт спектроскопии РАН, г. Троицк, Московская обл.

² Московский физико-технический институт, г. Долгопрудный, Московская обл.

ASML, Veldhoven, Нидерланды.

e-mail: medvedev@isan.troitsk.ru

Коротковолновая литография является одной из самых интенсивно исследуемых и обсуждаемых научно-технических задач на данный момент. Для её реализации необходимо создание мощного источника излучения в заданной области спектра (EUV сверхжесткое ультрафиолетовое излучение), а именно на длине волны 13.5 нм [1]. Выбор длины волны для EUV-литографии определяется оптикой, работающей в этой области спектра. Источники на основе лазерной плазмы (LPP) очень привлекательны для таких применений, т.к. позволяют собирать EUVизлучение из большого телесного угла и могут работать на большой частоте. В LPP-источниках рабочим телом служит оловянная плазма, подогреваемая, как правило, СО₂ лазером (10.6 мкм). Однако существенная часть излучения лазера рассеивается плазмой и отражается от зеркал, и затем попадает в блок проекционной оптики и область экспонирования фоторезиста. Это приводит к нагреву проекционной оптики и фоторезиста, что очень критично для процесса литографии. Поэтому рассеянное лазерное излучение необходимо подавить до попадания его на зеркала проекционной оптики.

Несколько видов спектральных фильтров были предложены для решения данной задачи: пленочные фильтры [2], субволновые (по отношению к длине волны излучения СО₂-лазера) металлические решетки [3], EUV-зеркала с низким коэффициентом отражения в ИК-диапазоне [4].

В данной работе приведены результаты численного моделирования оптических свойств субволновых сеточных фильтров. На основе полученных результатов выбрана область параметров решеток, соответствующих большой прозрачности фильтра для EUV излучения при сильном подавлении ИК. Модель фильтра показана на рис. 1.



Рис. 1. Гексагональная решетка: a – вид сверху, b – разрез. p – период решетки, t – толщина стенок, h – глубина каналов.

Расчеты оптических характеристик решеток в инфракрасном диапазоне проводились на основе FDTD метода решения уравнений Максвелла [5]. В качестве материала решетки был выбран молибден [6]. На рис. 2 приведен пример спектральной зависимости коэффициентов пропускания и отражения решетки при нормальном падении излучения.



Рис. 2. Параметры решетки: p = 4 мкм, h = 5 мкм, t = 0.4 мкм. Сплошная линия – полное пропускание (T), пунктирная линия – пропускание в нулевой порядок (T_{00}) , штрих – полное отражение (R).

Рисунок 3 отображает зависимость коэффициента пропускания фильтра на длине волны 10.6 мкм при заданной глубине каналов h. Зависимость коэффициента пропускания для излучения CO₂-лазера от глубины каналов представляет собой экспоненциально затухающую функцию, причем показатель экспоненты сильно зависит от ширины каналов (p - t).



Рис. 3. Коэффициент пропускания решетки на длине волны СО₂-лазера. Глубина решетки фиксирована (2.5 мкм). Кривые соответствуют постоянным значениям коэффициента пропускания.

Коэффициент пропускания EUV излучения считался на основе скалярной теории дифрак-

ции. На основе принципа Гюйгенса-Френеля можно показать, что при нормальном падении плоской волны на амплитудную решетку, отношение интенсивности недифрагированного излучения (I_{00}) к интенсивности падающего излучения (I) равно квадрату геометрической прозрачности решетки (w):

$$\Gamma = I_{00}/I = w^2. \tag{1}$$

Для случая гексагональной амплитудной решетки геометрическая прозрачность может быть вычислена по следующей формуле:

$$w = (1 - t/p)^2.$$
 (2)

Естественным требованием к рассматриваемым сеточным фильтрам является высокая прозрачность на длине волны 13.5 нм при минимальных искажениях апертуры пучка. Иными словами, необходимо найти область геометрических параметров решетки, при которых будет достигнуто сильное подавление ИК (T < 1%) и высокое пропускание EUV ($\Gamma > 70\%$). Рис. 4 примерно отображает искомую область параметров для решетки с заданной глубиной (h = 2.5 мкм).



Рис. 4. Пропускание ИК-излучения (соответствует рис. 3) совместно с линиями фиксированного пропускания EUV (*Г*).

Очевидно, что оценка прозрачности фильтра по отношению к EUV излучению является завышенной: она не учитывает конечных размеров источника.

Результатом нашей работы является построенная методика моделирование оптических свойств сеточных фильтров для источников EUV литографии на основе лазерной плазмы. Указана область значений геометрических параметров решеток, при которых возможно сильное подавление рассеянного лазерного излучения при высокой прозрачности фильтра по отношению к EUV излучению.

1. *Banine, V.Y.* Plasma sources for EUV lithography exposure tools / V.Y. Banine and R. Moors // J. Phys. D: Appl. Phys. 2004. V. 37, P. 3207–3212.

2. Bibishkin, M.S. Multilayer Zr/Si filters for EUV lithography and for radiation source metrology / M.S. Bibishkin, N.I. Chkhalo, S.A. Gusev, E.B. Kluenkov, A.Ya. Lopatin, V.I. Luchin, A.E. Pestov, N.N. Salashchenko, L.A. Shmaenok, N.N. Tsybin and S.Yu. Zuev // Proc. of SPIE 2008. V. 7025, P. 702502.1– 702502.10.

3. *Soer, W.A.* Grid spectral purity filters for suppression of infrared radiation in laser-produced plasma EUV sources / W.A. Soer, M.J.J. Jak, A.M. Yakunin, M.M.J.W van Herpen and V.Y. Banine // Proc. of SPIE 2009. V. 7271, P. 72712Y.1–72712Y.9.

4. Soer, W.A. Extreme ultraviolet multilayer mirror with near-zero IR reflectance / W.A. Soer, P. Gawlitza, M.M.J.W van Herpen, M.J.J. Jak, S. Braun, P. Muys and V.Y. Banine // Opt. Lett. 2009. V. 34, № 23. P. 3680–3682.

5. *Taflove, A.* Computational Electrodynamics: The Finite-Difference Time-Domain Method, 3rd ed. / A.Taflove and S.C. Hagness // Artech House Publishers 2005.

6. *Palik, E.D.* Handbook of optical constants of solids V. 1 / ed. Palik E.D. // Academic Press 1998. P. 303.

Паракристаллическая модель в теории рентгеновской дифракции от пространственно коррелированных наноструктур

В.И. Пунегов

¹ Коми научный центр УрО РАН, ул. Коммунистическая, д. 24, Сыктывкар. e-mail: <u>vpunegov@dm.komisc.ru</u>

×

Неразрушающий метод рентгеновской дифракции является перспективным для анализа материалов с самоорганизованными наноструктурами, включая низкоразмерные системы (квантовые нити (КН) и точки (КТ)), пористые материалы, полимерные пленки, супрамолекулярные структуры и т.д. Такие нанообъекты, как правило, занимают определенные позиции в латеральной плоскости, тем самым создают тот или иной пространственный порядок. Известно, что высшей степенью пространственного порядка является упаковка атомов в идеальном кристалле. Однако строгая трансляция позиций в решетке практически в природе не встречается. С другой стороны, и идеальный беспорядок в расположении самоорганизованных объектов достигается крайне редко, так как нельзя пренебречь корреляциями между этими объектами, расположенными по соседству друг с другом. Поэтому чаще всего в природе встречается промежуточное состояние между идеальным порядком и идеальным беспорядком.

Для описания количественной характеристики пространственного расположения объектов служат два основных подхода, получившие название дальнего и ближнего порядка. Приближение дальнего порядка оперирует с искажениями в отсутствие корреляций между объектами, расположенными в узлах неидеальной решетки. Наличие корреляций между ближайшими соседями может описываться разными моделями ближнего порядка. При этом существуют принципиальные отличия между этими моделями. Так, например, паракристаллическая модель, или модель возмущенной решетки, строится на основе принципа искажений трансляционной симметрии, в то время как модель радиального распределения базируется на введении вероятностной функции нахождения частиц и справедлива только в случае изотропной среды.

Влияние пространственной корреляции КТ и кристаллитов пористой структуры на диффузное рассеяние рентгеновских лучей исследовалось разными авторами в рамках одномерной паракристаллической решетки [1–2] и модели радиального распределения [3].

В данной работе на основе концепции идеальной паракристаллической решетки [4] разработана двумерная модель, которая в отличие от одномерной [1– 2], позволяет исследовать распределение интенсивности диффузного рассеяния при разных азимутальных угловых положениях образца.

Выражение для интенсивности диффузного рассеяния запишется как

$$I_{h}^{d}(q_{x},q_{z}) = \left|a_{h}^{D}\right|^{2} (1-f_{D}^{2}) \int_{-\infty}^{+\infty} dq_{y} T(q_{z}) L(q_{x},q_{y}) \overline{\tau}(\boldsymbol{q}), (1)$$

где $T(q_z)$ – вертикальная интерференционная длина корреляции пространственного расположения нано-

структур. Остальные обозначения приведены в [5]. Приведенная латеральная площадь корреляции наноструктур представима в виде произведения

$$L(q_{x}, q_{y}) = F_{a1}(q_{x}, q_{y})F_{a2}(q_{x}, q_{y}),$$

где интерференционные корреляционные длины в направлениях базисных векторов паракристаллической решетки *a*₁ и *a*₂ имеют вид

$$F_{b}(q_{x},q_{y}) = 1 + \frac{2}{N_{b}} \times$$

$$\operatorname{Re}\left(\frac{Z_{b}(q_{x},q_{y})\left((1-Z_{b}(q_{x},q_{y}))N_{b} - (1-Z_{b}(q_{x},q_{y})^{N_{b}}\right)}{(1-Z_{b}(q_{x},q_{y}))^{2}}\right)$$
(2)

Индекс $b = a_1, a_2, Z_b(q_x, q_y) = exp(iq_xT_b)f_b(q_x)f_b(q_y),$ $f_b(q_{x,y}) = \langle exp(iq_{x,y}t^b) \rangle, t^b$ – компоненты случайного вектора, при этом если основной осью рассмотрения является a_1 – направление, то $\langle t^{a_1} \rangle = T_{a_1}$ задает средний период решетки в этом направлении и $\langle t^{a_2} \rangle = 0, N_b$ – число наноструктур в направлении базисных векторов паракристаллической решетки.

С использованием (1) и (2) проведено численное моделирование углового распределения диффузного рассеяния.

Поведение функции

$$F(q_x) = \int_{-\infty}^{\infty} dq_y F_b(q_x, q_y)$$

в зависимости от числа наноструктур N показано на рис. 1.



Рис. 1. Угловое распределение интегральной интерференционной длины корреляции в зависимости от числа наноструктур.

Представляет интерес вычисление карт распределения интенсивности диффузного рассеяния от наноструктур (InGa KT цилиндрической формы в сверхрешетке (CP) InGa/AsGa) с использованием моделей паракристаллической решетки и функции радиального распределения [3].



Рис. 2. Корреляционная функция (*a*), функция радиального распределения (*b*) и соответствующие им карты распределения интенсивности рассеяния (*c*), (*d*) в обратном пространстве для дисперсии $\sigma_r = 0.05T$.

В обоих случаях статистические искажения решетки соответствовали распределению Гаусса. В рамках паракристаллической модели коррелированные смещения узлов решетки задавались корреляционной функцией G(r) (рис. 2, *a*, 3, *a*). Для модели радиального распределения отклонение положений наноструктур от близлежащей координационной окружности задавалось функцией W(r) (рис. 2, *b*, 3, *b*) [3].

В случае относительно малых искажений квадратной латеральной решетки, образованной наноструктурами (дисперсия $\sigma_T = 0.05T$, T – трансляционный период), результаты вычислений карт распределения интенсивностей диффузного рассеяния от СР с квантовыми точками по двум методам заметно отличаются (рис. 2, с, d). С увеличением статистических смещений в три раза ($\sigma_T = 0.15T$) отличие становится слабозаметным (рис. 3, с, d), что наглядно подтверждается q_x-сечениями вблизи узла (004) GaAs (рис. 4). Иными словами, оба подхода дают практически одинаковый результат при достаточно большом «размытии» периодического расположения наноструктур. Поскольку даже для идеальной решетки пространственное расположение координационных окружностей не является периодической функцией, то описание диффузного рассеяния от слабо искаженной решетки с помощью модели радиального распределения становится затруднительным. Кроме того, по временным затратам процедура вычислений карт распределения интенсивностей рассеяния в рамках паракристаллической модели на порядок меньше.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (грант № 10-02-00445-а).



Рис. 3. Корреляционная функция (*a*), функция радиального распределения (*b*) и соответствующие им карты распределения интенсивности рассеяния (*c*), (*d*) в обратном пространстве для дисперсии $\sigma_r = 0.15T$.



Рис. 4. Профили q_x -сечений для паракристаллической модели (PC) и функции радиального распределения (RDF) при значениях дисперсий $\sigma_T = 0.05T$ (*a*) и $\sigma_T = 0.15T$ (*b*).

1. Schmidbauer M. Asymmetric correlation function describing the positional ordering of liquid-phase-epitaxy Si-Ge nanoscale islands / M. Schmidbauer, M. Hanke, R. Köhler // Physical Review B. 2007. V.75. 045343. P. 1–11.

2. Пунегов В.И. Теория дифракции рентгеновских лучей в нанопористых кристаллах с латеральной квазипериодичностью / В.И. Пунегов, А.А. Ломов // Письма в ЖТФ. 2008. Т. 34, вып. 6. С. 30–35

3. *Бушуев В.А.* Влияние пространственной корреляции квантовых точек на диффузное рассеяние рентгеновского излучения // Поверхность. 2007. N 9. C. 29–34.

4. *Eads, J.L.* Diffraction by the ideal paracrystal / J.L Eads, R.P. Millane // Acta Cryst. A. 2001. V.57. P. 507–517.

5. *Пунегов В.И.* О рассеянии рентгеновских лучей на сверхрешетке с квантовыми точками // Письма в ЖТФ. 2008. Т. 34. вып. 20. С. 8–14.

Рефлектометр для изучения оптики в ЭУФ-диапазоне

М.М. Барышева, И.Г. Забродин, Б.А. Закалов, С.Ю. Зуев, И.А. Каськов, Е.Б. Клюенков, А.Е. Пестов, В.Н. Полковников, <u>Д.Н. Рогачев</u>, Н.Н. Салащенко, Н.И. Чхало

> Институт физики микроструктур РАН, ГСП-105, Нижний Новгород e-mail: <u>maria@ipm.sci-nnov.ru</u>

На пути к созданию промышленной установки проекционной ЭУФ-литографии, рабочая длина волны 13,5 нм, необходимо решить ряд вопросов, связанных, прежде всего, с совершенствованием отражательных характеристик многослойных структур и зеркал скользящего падения, а также методов защиты и очистки оптических элементов от загрязнений различной природы, с изучением фоторезистов и чувствительности детекторов. Прецизионная рефлектометрия на рабочей длине волны является ключевой методикой для успешного решения этих задач. Широко применяемые для этих целей рефлектометры, установленные на синхротронах, не обеспечивают необходимой оперативности и доступности измерений. Немногочисленные лабораторные рефлектометры, в том числе и имеющиеся в ИФМ РАН, отличаются высокой стоимостью и некоторой «избыточностью» функций, препятствующих широкому применению данных типов приборов. Светосильный, высокоточный, малогабаритный и недорогой рефлектометр, разработанный в ИФМ РАН [1], также не в полной мере удовлетворяет требованиям из-за ограниченных возможностей гониометра и отсутствия спектральных измерений.

В данной работе описывается рефлектометр, сочетающий в себе все основные возможности «больших» рефлектометров (высокая точность измерений, возможность проведения спектральных и угловых измерений коэффициентов отражения с высоким угловым и спектральным разрешением) и такие достоинства, как простота, малые габариты и невысокая стоимость. Это стало возможным благодаря использованию оригинальной рентгенооптической схемы, мощной разборной рентгеновской трубки и 5-осному гониометру (рис. 1), который позволяет выводить пучок в любую точку образца диаметром до 100 мм и с наклоном поверхности до 2,5°. Точность угловых перемещений стола гониометра составляет 0,01°.



Рис. 1. Пятиосный гониометр, используемый в установке

Особенностью данного рефлектометра является возможность работы как в узкой спектральной полосе (зеркальное исполнение), так и в некоторой окрестности длины волны 13,5 нм (решеточное исполнение) путем быстрой смены диспергирующего устройства (монохроматора).

Решеточный монохроматор позволяет проводить спектральные исследования рентгеновской оптики со спектральным разрешением 0,03 нм, при этом сканирование по спектру осуществляется только за счет вращения дифракционной решетки при неподвижных входной и выходной щелях (поз. 16 и 18 на рис. 2). Двухзеркальный монохроматор на основе объектива Шварцшильда обеспечивает высокоточные (за счет высокой интенсивности зондирующего пучка) измерения коэффициентов отражения/прохождения оптических элементов на длине волны 13,5 нм.



Рис. 2. Оптическая схема рефлектометра: a – решеточный монохроматор, δ – монохроматор на основе объектива Шварцшильда. 1 – плита рефлектометра; 2 – юстировочный элемент рентгеновской трубки (РТ); 3 – РТ; 4 – ионный источник; 5 – камера монохроматора; 6 – монохроматор; 7 – плита монохроматора; 6 – монохроматор; 7 – плита монохроматора; 8 – насос магниторазрядный; 9 – монитор интенсивности падающего пучка; 10 – шибер; 11 – камера гониометра; 12 – гониометр; 13 – шибер; 14 – турбомолекулярный насос; 15 – форвакуумный насос; 16 – входная щель решеточного спектрометра; 17 – дифракционная решетка; 18 – выходная щель спектрометра; 19 – торроидальное зеркало.

Увеличение объектива-монохроматора составляет 9,86. Таким образом, при размере источника в 1 мм, что имеется на рентгеновской трубке [2], размер ЭУФ пучка на образце будет порядка 10 мм, что не отвечает требованиям по локальности измерений, особенно в области малых углов скольжения. Для обеспечения размера ЭУФ-пучка на образце в пределах 1 мм необходимо иметь размер электронного пятна на мишени порядка 0,1 мм. Однако, как показали тепловые расчеты [3], при таком размере пятна на Si-мишени пороговая мощность электронного пучка не сможет быть больше 15 Вт, что в случае слабой светосилы и малой отражательной эффективности дифракционной решетки приведет к значительному снижению интенсивности зондирующего пучка на образце. Для решения этой проблемы была разработана и изготовлена новая разборная рентгеновская трубка с изменяемым размером электронного пучка на мишени при помощи электромагнитной линзы. Применение электромагнитной линзы позволило также отвести электронную пушку от мишени на расстояние порядка 150 мм, тем самым удалось существенно уменьшить загрязнения анода материалом термокатода. Для минимизации контакта термокатода с атмосферой данная трубка оснащается ионным источником для очистки мишеней.

Помимо задач рефлектометрии светосильная оптическая схема позволяет использовать прибор для ряда смежных приложений. Во-первых, на стенде планируется изучение чувствительности фоторезистов, а также их пространственного разрешения на нанометровом уровне с использованием дифракционной маски, в качестве которой будет применяться дифракционная решетка "на просвет". На рис. 3 приведено расчетное распределение интенсивности дифрагированного излучения. Падающее на решетку излучение представляло собой плоскую монохроматическую волну с длиной волны 13,5 нм. Период решетки составлял 100 нм, прозрачная область – 0,54 от периода, число штрихов решетки N=200.



Рис. 3. Расчет интерференционной картины от дифракционной решетки "на просвет" с периодом 100 нм на расстоянии 10 мкм в случае падения на нее плоской монохроматической волны с длиной волны 13,5 нм.

Из рисунка видно, что получаемые дифракционные максимумы имеют ширину менее 20 нм при контрасте интенсивности порядка 30. Во-вторых, данный прибор может быть использован для калибровки полупроводниковых детекторов. Процедура тестирования детектора проводилась по следующей методике: на стол гониометра устанавливались полупроводниковой диод AXUV-100 фирмы IRD, который был прокалиброван на синхротроне BESSY-II (Германия), и тестируемый детектор. Непосредственно перед детекторами был установлен фильтр ЭУФ-излучения для обрезания длинноволнового фона (видимого и ультрафиолетового излучения). Коэффициент пропускания фильтра был заранее измерен на длине волны 13,5 нм.

На первом этапе прописывалась равномерность чувствительности детектора по апертуре, для этого велось сканирование детектором пучка ЭУФ-излучения.

На втором этапе определялась чувствительность тестируемого детектора относительно эталонного. Была проделана серия измерений, систематику которой можно описать следующим образом: измерялась интенсивность, регистрируемая эталонным детектором, затем измерялась интенсивность, регистрируемая тестируемым детектором, введенным в пучок вместо эталонного. Смена активного детектора осуществлялась посредством изменения пространственной ориентации стола гониометра. Далее проводилось определение чувствительности по формуле

$$S = \frac{I_t}{I_0},$$

 I_t – интенсивность, зарегистрированная тестируемым детектором; I_0 – интенсивность, зарегистрированная эталонным детектором. Такие манипуляции проводились до тех пор, пока не была набрана статистика, необходимая для того, чтобы утверждать, что значение относительной чувствительности определено с точностью до ±0,05 %.

В докладе будут приведены данные измерений диода ФДУК-100 УВ, производства ФТИ им. А.Ф. Иоффе с Zr/Si фильтром, нанесенным непосредственно на кристалл; также будут приведены результаты изучения чувствительности различных фоторезистов на длине волны 13,5 нм.

Работа поддержана грантами РФФИ: 08-02-00873-а, 09-02-00912-а и ГК №П1544 от 09.09.09.

1. Бибишкин М.С., И.Г. Забродин, И.А. Каськов и др. // Известия РАН. Сер. физ. 2004. Т. 68 №4. С. 560–564.

2. Бибишкин М.С., И.Г. Забродин, Е.Б. Клюенков и др. // Поверхность. 2003. №2. С. 41–45.

3. Панкратов Е.Л., Н.И. Чхало // Теплофизика высоких температур. 2006. Т. 44, №5. С. 770–776.

Программная поддержка технологии производства подложек многослойных интерференционных структур

И.С. Савельев

Санкт-Петербургский государственный политехнический университет, Санкт-Петербург. e-mail: ivan@x-energo.com

Представлено описание разработанной авторами САМ (Computer Aided Machining) системы наноразмерной обработки путем полирования малоразмерным инструментом цилиндрической оптики с плоской, параболической, эллиптической либо таблично заданной образующей, являющейся одним из ключевых компонентов процесса производства шаблонов для изготовления подложек 2Dоптики на основе многослойных интерференционных структур. Представляемая САМ включает следующие основные разделы:

- 1. Функция задания оптимальной траектории обрабатывающего инструмента.
- Процедуры по определению оптимальных режимов вдоль траектории обработки, обеспечивающих наилучшее приближение к заданной форме и шероховатости поверхности.
- Генерация G-кода для ЧПУ специализированного станка полирования малоразмерным инструментом.
- 4. Программная поддержка функционирования станка.
- Подсистема по определению технологической модели процесса обработки для определенной комбинации материал – инструмент.
- 6. Процедура формирования технологической документации.
- Вспомогательные средства по работе с базами данных, используемые данной САМ. Представление и анализа измеряемых и обрабатываемых поверхностей.

Наряду с собственно САМ-компонентами разработанный комплекс включает достаточно развитую поддержку разнообразных измерительных процедур, формирующих САІ (Computer Aided Instrumentation) подсистему описываемой САМ. Сюда входят:

- Опция задания требуемой формы детали.
- Вспомогательные измерительные процедуры по позиционированию заготовки и инструмента.
- Набор процедур по определению формы конкретной заготовки.

Последняя функция включает ряд процедур, обеспечивающих проведение измерений на нескольких различных измерительных инструментах, приведение данных к единому формату и построение взаимоувязанного описания измеряемой поверхности на основе этих данных.

Основными особенностями процесса размерного полирования являются зависимость профиля удаляемого материала от режима обработки в данной точке и необходимость учета того факта, что размеры инструмента всегда существенно больше, чем характерный линейный размер заданной поверхности. В силу указанных особенностей при проектировании режима обработки приходится решать довольно сложную оптимизационную задачу определения наилучшей комбинации формы, материала и размеров полировальника, состава полировальной эмульсии, последовательности обхода полировальником обрабатываемой поверхности, скорости подачи и скорости вращения полировальника и локального угла наклона его оси к поверхности детали, силы поджатия к обрабатываемой поверхности.

Необходимость согласованного учета указанных параметров обусловила включение в описываемую САМ подсистемы по определению технологической модели процесса обработки для определенной комбинации материал – инструмент. При этом под технологической моделью подразумевается математическая модель, увязывающая перечисленные выше параметры, с локальными размерами и формой материала, удаляемого полировальником при его работе на всех режимах, реализуемых при обработке изделия.

Профиль удаляемого полировальником материала будем в дальнейшем обозначать аббревиатурой TIF (Tool Influence Function). Пример возможной формы TIF представлен на рис. 1.



Рис. 1. Одна из возможных форм следа инструмента на поверхности (TIF) при полировании малоразмерным инструментом. По оси абсцисс отложена координата, перпендикулярная направлению подачи, по оси ординат – величина съема материала в микронах.

Форма и параметры TIF, как было указано выше, зависят от режимов резания и угла наклона оси полировальника по отношению к обрабатываемой поверхности. Причем собственно форма TIF зависит главным образом от текущего значения угла наклона инструмента к обрабатываемой поверхности. В описываемой САМ-системе форма TIF представляется в виде суммы двух пиков, имеющих пирсоновский профиль:

$$TIF(Y) = I_l(Y) + I_r(Y),$$

где Y является координатой, перпендикулярной к направлению подачи, I_l – интенсивность левого пика, I_r – интенсивность правого пика.

Распределение в каждом пике определяется следующим соотношением:

$$I(Y) = \frac{I_0}{\left(1 + \left(\frac{Y - Y_0}{F \cdot W \cdot M \cdot H}\right)^2 \cdot 4 \cdot (2)^{\frac{1}{F} - 1}\right)^F},$$

где I_0 – интенсивность в максимуме пика, Y_0 – положение максимума пика, *FWMH* – ширина пика на половине высоты, *F* – формпараметр, который определяет «остроту» пика.

Таким образом, форма каждого пика определена вектором 4 параметров, а всей TIF – восемью.

При этом собственно процессу обработки детали предшествует достаточно сложное исследование, в ходе которого определяется изменение TIF в пределах предполагаемой области варьирования технологических параметров, которое завершается построением регрессионных моделей, обеспечивающих расчет TIF для произвольной комбинации варьируемых параметров.

Результаты определения TIF по предложенному соотношению показали, что в широком диапазоне изменения параметров описанный подход позволяет осуществить аппроксимацию с ошибками, не превышающими нескольких процентов по интегральной величине съема в пределах следа полировальника.

Одной из особенностей описываемой САМ являются высокие требования к величине пространственного шага описания поверхности. Система измерительных устройств, на которой базируется САІ-подсистема данной САМ обеспечивает проведение измерений с минимальным шагом 1 мкм. Однако использование столь детального описания поверхности является избыточным, и, как правило, используется описание с пространственным шагом от 100 до 20 мкм.

Важной особенностью подготовки результатов измерения поверхности заготовки для расчета программы обработки этой заготовки является выявление и подавление крупных выбросов, которые могут быть как артефактами измерительной процедуры, так и результатом наличия на поверхности значительных дефектов в виде загрязнений или царапин. Проведен анализ и классификация типичных форм указанных пиков и разработана система процедур, обеспечивающая выявление этих пиков и нивелировку их влияния на обработку соседних участков поверхности.

Опыт эксплуатации представленной программы в комбинации с соответствующими технологическими проработками и оснащением показал ее эффективность, позволившую уже на начальном этапе освоения данной технологии получать поверхности с ошибками формы лучше 1 угловой секунды при размерах обрабатываемой поверхности до 300×400 мм и шероховатости поверхности на уровне нескольких ангстрем.

Обрабатываемые материалы – стекло, кристаллы. Рассматривается возможность обработки конструкционных металлов.

Ведется работа по расширению возможностей системы в части обработки асферических 3Dповерхностей как «стандартной» (параболы, эллипсы), так и произвольной формы.

Расчет асферического объектива Шварцшильда для нанолитографа с рабочей длиной волны λ=13,5 нм

Н.Н. Салащенко, А.С. Скрыль, М.Н. Торопов, Н.И. Чхало

Институт физики микроструктур РАН, ГСП-105, Нижний Новгород. e-mail: <u>chkhalo@ipm.sci-nnov.ru</u>

В рамках контракта с РосАтомом по развитию элементной базы микроэлектроники нового поколения в ИФМ РАН разрабатывается стенд нанолитографа с рабочей длиной волны 13,5 нм и расчетным разрешением 30 нм [1]. Ключевым элементом, обеспечивающим пространственное разрешение прибора, является проекционный объектив, переносящий изображение маски на пластину с фоторезистом с уменьшением. В данной работе приводятся основные соотношения, определяющие требования к проекционному объективу, обеспечивающему дифракционное качество изображений. Анализируется влияние аберраций объектива шварцшильдовского типа, образованного двумя асферическими выпуклым и вогнутым зеркалами, и отклонений параметров оптической схемы от номинальных значений на качество изображения на длине волны λ=13,5 нм. Числовая апертура объектива NA=0,3. На основе этих расчетов формулируются основные требования к качеству изготавливаемых зеркал, точности юстировки элементов, допустимые толщины фоторезиста (глубина фокуса) и к ряду других параметров проекционной схемы, определяющих его пространственное разрешение. Результаты расчетов были использованы при разработке проекционной схемы нанолитографа с рабочей длиной волны λ=13,5 нм, расчетное разрешение которого составило 30 нм.

Для литографии следующего поколения на длине волны 13,5 нм приводятся результаты расчета объектива с увеличенной до *NA* = 0,4 числовой апертурой и пространственным разрешением лучше 20 нм. Приводится формула асферики, обеспечивающей требуемое разрешение. Рассматриваются возможности изготовления подобной асферики развитыми в ИФМ РАН методами аттестации и коррекции формы подложек.



Рис. 1. Схема проекционного объектива Шварцшильда, образованного выпуклым (М1) и вогнутым (М2) асферическими зеркалами. Слева – вид изображаемых полос шириной 150 нм и распределение интенсивности света в плоскости предмета.

В соответствии с критерием Рэлея пространственное разрешение объектива определяется известным соотношением

$$\delta x = k_1 \cdot \lambda / NA$$
, $NA = n \cdot \sin \alpha$,

где k_1 – коэффициент, зависящий от способа освещения и когерентных свойств света и близкий к 1. Для некогерентного излучения (самосветящийся объект) k_1 =0,61. λ – длина волны света и NA – числовая апертура, n – показатель преломления среды, α – половина апертурного угла объектива на выходе. Для литографии экстремального ультрафиолетового и мягкого рентгеновского диапазонов среда – вакуум, соответственно n = 1.

Из формулы следует, что для достижения разрешения на уровне 30 нм на длине волны 13,5 нм числовая апертура объектива должна быть не менее NA = 0,27. В нашем случае для достижения более высокого контраста изображений (лучше чем 0,7 по критерию Рэлея) числовая апертура объектива была взята NA = 0,3.

Простейшим зеркальным объективом является двухзеркальная схема Шварцшильда, образованная выпуклым и вогнутым сферическими зеркалами. При правильном выборе радиусов зеркал и расстояний между элементами схемы удается скомпенсировать аберрации вплоть до пятого порядка при высоких числовых апертурах объектива [2]. Такая схема широко применяется в рентгеновской микроскопии, однако обладает малым полем зрения, что отрицательно сказывается на ее эффективности для целей проекционной литографии. По аналогии с [3] для расширения поля зрения объектива Шварцшильда мы применили асферические зеркала. Расчеты схемы и коэффициентов асферики зеркал были выполнены с помощью программы ZEMAX. В таблице 1 приведены результаты расчета.

Допустимые отклонения параметров от номинальных значений определялись следующим образом. Для каждого параметра рассчитывалась зависимость среднеквадратической волновой аберрации от отстройки от номинального значения при сохранении остальных параметров неизменными. Достижение аберрации *RMS=* λ /14 (критерий Марешаля) соответствовало предельному значению параметра.

Допустимое отклонение расстояния между зеркалом M2 и пластиной с фоторезистом ±50 нм накладывает жесткие ограничения не только на систему контроля положения элементов, но и на толщину фоторезиста, которая должна быть не более 100 нм. В противном случае изображение в фоторезисте «расплывется» и разрешение будет потеряно.

Параметр	Номинальное	Допустимое			
	значение	отклонение			
Расстояние от М1 до М2	307,7803 мм	± 70 нм			
Расстояние от М2 до резиста	338,1288 мм	± 50 нм			
Расстояние от маски до М1	510,4775 мм	± 1250 нм			
Расстояние от резиста до М1	30,3485 мм	± 80 нм			
Смещение М1 и М2 перпенд.	0	± 550 нм			
	1 467024E 9				
Асферика 4-10 порядка М1	1,407024E-8				
Асферика 6-го порядка М1	6,065241E-13				
Асферика 4-го порядка М2	-4,288599E-8				
Асферика 6-го порядка М2	-9,98299E-17				

Таблица 1

Данные расчета были использованы при разработке проекционного объектива для нанолитографа на длину волны 13,5 нм [4].

Для проекционной нанолитографии следующего поколения с разрешением 22–16 нм был рассчитан объектив с числовой апертурой *NA*=0,4. Предполагается, что в перспективе разработанный нанолитограф [5] будет оснащен этим объективом. Поэтому при разработке объектива все расстояния между элементами оставались неизменными, а изменялись только диаметры и асферичность зеркал. В таблице 2 приведены результаты расчета. Видно, что для обеспечения высокой светосилы добавились более высокие степени асферики, восьмая и десятая.

	Таблица 2
Параметр	Значение
Асферика 4-го порядка М1	1,484912E-8
Асферика 6-го порядка М1	5,929511E-13
Асферика 8-го порядка М1	-4,588396E-17
Асферика 10-го порядка М1	-6,230299E-20
Асферика 4-го порядка М2	-4,137592E-11
Асферика 6-го порядка М2	-1,200213E-16
Асферика 8-го порядка М2	-8,738640E-22
Асферика 10-го порядка М2	-5,245632E-25
Световой диаметр М1, мм	87,47
Световой диаметр М2, мм	289,52

На рис. 2 приведено расчетное изображение полос шириной 16 нм (слева) и распределение

интенсивности света в плоскости изображения (справа) объектива. Как видно из рисунка, объектив обеспечивает разрешение 16 нм при контрасте изображения (отношение интенсивности в минимуме к максимуму) на уровне 0,3, что удовлетворяет литографическим приложениям.



Рис. 2. Расчетное изображение полос шириной 16 нм (слева) и распределение интенсивности света в плоскости изображения (справа), обеспечиваемые объективом с числовой апертурой *NA*=0,4.

В настоящее время анализируются основные проблемы, которые могут возникнуть при изготовлении подобного объектива. В частности, изучается возможность создания корректора волнового фронта, обеспечивающего требуемую асферичность фронта, чтобы была возможность аттестации формы вогнутого зеркала с субнанометровой точностью на дифракционном интерферометре со сферической эталонной волной.

Работа поддержана грантами РФФИ 07-02-00190, 08-02-00873 и 09-02-00912.

1. Гапонов, С.В. Работы в области проекционной ЕUV-литографии в рамках российской программы / С.В. Гапонов, Е.Б. Клюенков, Н.Н. Салащенко, Н.И. Чхало, В.Е. Костюков, Л.А. Синегубко, В.Д. Скупов, А.Ю. Седаков // Материалы симпозиума «Нанофизика и наноэлектроника» / ИФМ РАН. Н. Новгород, 25–29 марта 2005. Т. 1. С. 44–47.

2. *Малютин, А.А.* Анализ применения объектива Шварцшильда в мягкой рентгеновской и ВУФ областях спектра. 1. Условия апланатизма пятого порядка //Квантовая электроника. 1997. Т. 24. С. 93.

3. *Gower, M.* Photolithography microsteppers / M. Gower // <u>www.microlithographyworld.com</u>. – 2004.

4. Зуев, С.Ю. Двухзеркальный проекционный объектив нанолитографа на $\lambda = 13,5$ нм / С.Ю. Зуев, А.Е. Пестов, Н.Н. Салащенко, А.С. Скрыль, И.Л. Струля, Л.А. Суслов, М.Н. Торопов, Н.И. Чхало // Настоящий сборник.

5. Волгунов, Д.Г. Стенд проекционного ЭУФ нанолитографа-мультипликатора с расчетным разрешением 30 нм / Д.Г. Волгунов, И.Г. Забродин, А.Б. Закалов, С.Ю. Зуев, И.А. Каськов, Е.Б. Клюенков, А.Е. Пестов, В.Н. Полковников, Н.Н. Салащенко, Л.А. Суслов, М.Н. Торопов, Н.И. Чхало // Настоящий сборник.

Исследование механизма электронно-стимулированной десорбции отрицательных ионов кислорода О⁻ как дополнительного канала деградации защитного слоя зеркал, используемых в УФ-литографии

Н.Д. Потехина, С.М. Соловьев

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, 194021 ул. Политехническая, д. 26, Санкт-Петербург. e-mail: <u>Soloviev@ ms.ioffe.rssi.ru</u>

Одним из наиболее перспективных методов производства интегральных микрочипов нового поколения является ультрафиолетовая литография, в которой используется излучение с длиной волны 13,5 нм. Короткая длина волны позволяет значительно увеличить разрешение и уменьшить размеры микрочипа. Зеркала, используемые в источниках для фокусировки УФИ (ультрафиолетового излучения), работают в экстремально жестких условиях и их поверхность подвержена сильной деградации. Было найдено, что покрытие поверхности зеркала тонкой пленкой рутения ~2 нм толщины сильно уменьшает деградацию поверхности зеркала и продлевает его время жизни. Однако, и эти покрытия подвержены разрушению под действием облучения. Рутений химически активный металл, взаимодействуя с кислородом и водяными парами, образует поверхностный окисел, который разрушается под действием электронных возбуждений. Доминирующими продуктами взаимодействия УФИ с поверхностью являются десорбирующиеся ионы или нейтрали и вторичные электроны. В некоторых случаях процессы на поверхности, вызванные вторичными электронами, являются определяющими.

Целью настоящего исследования было установление десорбции отрицательно заряженных ионов О- под действием вторичных электронов, возникающих при ультрафиолетовом облучении окисленной поверхности рутения, как дополнительного канала к фотостимулированной десорбции (ФСД) ионов и атомов кислорода с этой поверхности. Одним из путей изучения влияния вторичных электронов на образование отрицательных ионов О⁻ является измерение выхода ионов О⁻ за счет электронно-стимулированной десорбции (ЭСД) в зависимости от энергии Е облучающих поверхность электронов и объяснение механизма этого явления.

Эксперимент проводился в высоком вакууме ~ 2.10⁻⁸ Па. Детектирование положительных и отрицательных ионов при ЭСД производилось квадрупольным масс-спектрометром во времяпролетном режиме. Облучение поверхности образца производилось электронами с энергией в диапазоне 20–500 эВ при диаметре пучка ~ 2 мм. Электронный ток был ~4÷10 нА. При измерении электронностимулированной десорбции (ЭСД) отрицательных ионов электронная пушка работала в режиме коротких импульсов тока.

В качестве образца использовался монокристалл Ru(0001). Поверхность образца подвергалась стандартной процедуре очистки от углерода: бомбардировке ионами аргона с последующим прогревом в кислороде при T = 1100 К и периодическими «вспышками» до 1600 К. Температура образца контролировалась вольфрам-рениевой термопарой.

После очистки поверхности проводилось ее окисление для получения монослойного покрытия O/Ru по методу, предложенному в [1]: поверхность нагревалась до температуры 700 К и экспонировалась в кислороде. Полученные результаты приведены на рис. 1, где зависимость выхода ЭСД от энергии электронов для положительных ионов кислорода, $Y^+(E)$, изображена сплошной линией, а для отрицательных ионов, $Y^-(E)$ – точками.



Рис. 1. Нормированные на значение сигнала при энергии электронов E = 90 эВ зависимости выхода ЭСД для положительных [1] и отрицательных ионов кислорода от энергии облучающих образец электронов.

Из рисунка видно, что пороги появления положительных и отрицательных ионов кислорода практически совпадают и соответствуют величине $E_c \approx 25-30$ эВ, которая близка к энергии остовного уровня кислорода 2s О. На кривой Y⁺(E) можно заметить небольшие изломы, которые близки к энергии ионизации остовных уровней 4р и 4s Ru (~50 эВ, ~81 эВ). Из экспериментальных данных о выходе отрицательных ионов кислорода при ЭСД были получены сведения о деградации слоя окисла O/Ru под действием электронного облучения. Вычисленное сечение десорбции кислорода при электронном облучении оказалось равно $\sigma = 1.6 \cdot 10^{-19}$ см².

Появление ЭСД отрицательных ионов О- с поверхности O/Ru одновременно с ЭСД положительных ионов О⁺ [1], одинаковые пороги и ход зависимости выхода ЭСД обоих ионов от энергии электронов (рис. 1) позволяют предположить один и тот же механизм ЭСД обоих ионов. Порог появления ЭСД ионов O^+ и O^- равный ~ (25 ± 5) эВ близок энергии ионизации остовного уровня кислорода О 2s (~28,5 эВ). Оже-нейтрализация остовной дырки О 2s валентными электронами О 2p может привести к удалению еще одного или двух электронов О 2р за счет энергии, выделяемой при этом оже-процессе. В результате внутриатомной нейтрализации остовной дырки О 2s в ионной связи (О – металл) на поверхности образуется 2 или 3 дырки, так что поверхностный комплекс переходит в отталкивательное состояние, и ион О⁺ или атом О⁰ десорбируются. Во время десорбции может произойти захват электрона как ионом, так и атомом кислорода, поскольку энергия ионизации атома O (13,6 эВ) находится ниже или вблизи края О 2р валентной зоны окисла, и уровень электронного сродства E_A(O⁻) = 1,46 эВ вблизи поверхности опускается до уровня Ферми окисла за счет потенциала изображения. Таким образом оженейтрализация остовной дырки в атоме подложки может приводить к ЭСД ионов O^+ , O^- и атомов O^0 . Механизм ЭСД положительных ионов О⁺ и атомов О⁰ с поверхности окислов с максимальной валентностью был предложен в работе [2]; объяснение одновременной с О⁺ десорбции ионов О⁻ с поверхности SiO₂ даны в работе [3]. Однако, в указанных работах предполагалось, что ЭСД ионов О⁺ происходит в результате ионизации остовных уровней катионов, а не О 2s, и последующей межатомной оже-нейтрализации (О 2р →Ti 3р), так как оценки [2] для TiO2 показывают, что внутриатомная нейтрализация O2s-дырки не дает достаточной энергии для десорбции О⁺. В результате проведенных исследований мы показали, что для хемосорбированных систем O/Mo, O/Cr, O/W [4], О/Ru [1] нейтрализация О2s-дырки дает достаточную энергию для ЭСД ионов О⁺ и что экспериментальные зависимости выхода ЭСД ионов О⁺ с

окисленных поверхностей Mo, Cr, W, Ru и ионов O^- из O/Ru от энергии электронов совпадают с сечением ионизации уровня O 2s (рис. 2, кривая 5).



Рис. 2. Зависимости выхода положительных $Y^+(E)$ (кривые 1-3) и отрицательных $Y^-(E)$ (точки) ионов кислорода для различных поверхностей: 1-O/Ru [4], 2-O/Mo, 3-O/Cr [4]. А также рассчитанная зависимость сечения ионизации уровня $\sigma_{2sO}(E)$ (сплошная кривая 5).

Это дает основание считать, что основным процессом, приводящим к десорбции ионов O^+ и O^- при ЭСД, является ионизация уровня кислорода O 2s. Следовательно, таким же будет и механизм воздействия вторичных электронов, возникающих при ультрафиолетовом облучении окисленной поверхности Ru, на десорбцию ионов и атомов кислорода, ведущую к разрушению защитного слоя окисла на зеркалах.

1. Yakshinskiy B., R. Wasielewski, E. Loginova, M.N. Hedhili, T.E. Madey, DIET processes on Ru surfaces related to extrime ultraviolet lithography(EUVL) // Surface Science. 2008. V. 602. P. 3220–3224.

2. *Knotek V.L., P.J. Feibelman.* Ion Desorption by Core-Hole Auger Decay // Phys. Rev. Lett. 1978. V. 40. P. 964.

3. Lanzillotto A.M., T.E. Madey, R.A. Baragiola. Negative-Ion Desorption from Insolators by Electron of Core Levels // Phys. Rev. Lett. 1991. V. 67. P.232.

4. Dawson P.H., M.L. Den Boer. Electron-Induced desorption of O^+ ions from W, Mo and Cr. // Surf. Sci. 1982. V. 122. P. 588.

Управление дисперсионными свойствами кристаллов с помощью воздействия инфракрасного лазера

А.С. Маркелов, В.Н. Трушин, Е.В. Чупрунов

Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского, 603950, Нижний Новгород. trushin@phys.unn.ru

Для исследования дифракционных параметров кристаллических структур в жестком диапазоне длин волн, как правило, используют монохроматоры из совершенных кристаллов. Спектральное разрешение рентгенооптической схемы определяется дисперсией рабочего пучка и полушириной двухкристальной кривой отражения. Допустимая величина варьирования угла Брэгга $\Delta \theta$ определяет разрешение $\lambda/\Delta \lambda = tg\theta/\Delta \theta$ рентгенооптической схемы и зависит от полуширины кривой качания.

В данной работе на примере кристалла КDP исследуется возможность управления полушириной кристалла, поверхность которого нагревалась с помощью полупроводникового ИК-лазера, излучающего на длине волны 0,98 мкм [1]. Преимуществом использования таких лазеров является их малые габаритные размеры, достаточная для этих целей мощность излучения. Для поглощения лазерного излучения кристаллом его поверхность чернилась. Схема воздействия лазерного излучения на «черненую» поверхность кристалла показана на рис. 1, *а*. Запись кривой качания проводилась на двухкристальном спектрометре по схеме (n-m), излучение – CuK α_1 .

На рис. 1, б показано изменение параметров кривых отражения (060) кристалла KDP от температуры его дифрагирующей части, измеренной в точке, соответствующей центру воздействия лазерного пучка.

Температура в измеряемой точке была максимальной и нелинейно уменьшалась при удалении от этой точки (температура измерялась с помощью термопары (ХК)). Положение рабочей области кристалла по отношению к области лазерного воздействия показано в правом верхнем углу рис. 1, б.

Величина и направление углового смещения кривой качания определяется температурой внутри рабочей области и её положением по отношению к изгибаемой части поверхности кристалла. Изгиб кристалла вызван его неоднородными упругими температурными деформациями, возникающими при поглощении излучения лазера. Величина и направление изгиба определяется градиентом температур между верхней и нижней частями поверхности кристалла. Поскольку поглощение излучения происходит в верхней (отражающей) части поверхности кристалла, следовательно, данная поверхность имеет большую температуру и отрицательный радиус кривизны.

При смещении кристалла в положение, при котором рабочая область оказывается на правом склоне изгиба образца (рис. 1, δ), направление и величина смещений определяется $\omega = \omega_0 - \omega_t + \alpha$, где ω_0 – начальное положение максимума; ω_t , α – изменение угловых положений кривых, вызванных изменением температуры и отклонением дифрагирующей области соответственно.

В том случае, когда изменение угла α превышает изменение угла ω_t , кривые смещаются в положительную сторону. Изменение ширины и формы кривых, вызванное тепловым воздействием лазерного пучка на дифрагирующую часть поверхности кристалла, определяется варьированием параметров решетки кристалла внутри рабочей области, а также положением этой области к изгибаемым частям кристалла.



Рис. 1. Изменение полуширины кривой качания (060) кристалла КDP при тепловом воздействии лазера на его поверхность: *а* – схема воздействия лазера, где: *1* – кристалл; *2* – полупроводниковый лазер; *3* – элемент Пельтье; *4* – радиатор; *5* – термоклей; *6* – поглощающее покрытие; *7* – зеркальный транспарант; *б* – экспериментальные кривые качания, снятые при различных температурах кристалла внутри его рабочей области. Положение области дифракции (рабочей области) по отношению к области лазерного воздействия показано на вставке.



Рис. 2. Моделирование изменения полуширины кривых качания кристалла КDP для различных профилей распределения температуры в области дифракции: *а* – модельные распределения температуры на поверхности кристалла в области дифракции; *б* – модельные кривые качания, рассчитанные для случаев распределений температуры представленных на рисунке *a*.

Для моделирования термоиндуцированного управления дисперсионными свойствами кристаллов использовалась программа, входными данными для которой служили: коэффициент теплового расширения кристалла, длина волны рентгеновского излучения, распределение температуры в дифрагирующем слое образца. Экспериментальная кривая качания от области кристалла площадью 1 мм² аппроксимировалась кривой Гаусса:

$$I(\theta) = I_{\text{max}} \exp(-(\theta - \theta_0)^2 / 2\beta^2), \qquad (1)$$

где β – полуширина дифракционного максимума (10 угл. сек.), θ_0 – угловое положение максимума, I_{max} – максимальная интенсивность, I – значение интенсивностей в точках на экспериментальной кривой.

В программе используется распределение температуры в виде сетки 200×200 ячеек (областей). Для каждой области строится кривая Гаусса с полушириной, определенной из экспериментальной кривой качания. Результирующая кривая является суммой кривых качания от всех областей. Угловой сдвиг кривой качания для каждой элементарной области, рассчитывался по формуле

$$\theta_{ij} = \arcsin(\lambda / (2(d_{0ij} + d_{0ij}\alpha\Delta t_{ij})), \qquad (2)$$

где θ_{ij} – брэгговский угол для (*hkl*) плоскостей в точке с координатами *ij*; t_{ij} – значение температуры поверхности кристалла в точке с координатой *ij*; λ – длина волны; α – коэффициент теплового расширения кристалла в направлении вектора обратной решетки; $d_{ij} = d_{0ij} + \Delta d_{ij}$; d_{0ij} – значение межплоскостного расстояния в точке поверхности кристалла при температуре t_0 , t_0 – температура неосвещенной области кристалла; Δd_{ij} – изменение межплоскостного расстояния в точке с координатами ij, вызванное изменением температуры Δt_{ij} в этой точке.

В работе было проведено моделирование кривых качания кристалла КDP для различных профилей распределения температур в области дифракции (рис. 2).

Расчетные данные по изменению полуширины кривых качания рис. 2, *б* качественно согласуются с экспериментальными данными рис. 1, *б*.

Таким образом, в работе показана возможность управления дисперсионными свойствами кристаллов, достигаемая контролируемым изменением полуширины кривой качания. Это может быть использовано при рентгеновском контроле степени совершенства выращиваемых кристаллов, в рентгеновской топографии для исследования дефектной структуры поверхности кристаллов, а также для увеличения светосилы спектрометров, достигаемой за счет увеличения ширины области дифракционного отражения.

Проведенные исследования показали, что полуширина кривых качания при изменении интенсивности неоднородного светового пучка на поверхности кристаллов может изменяться от нескольких угловых секунд до нескольких угловых минут.

Использование рассмотренных методов управления дисперсионными свойствами кристаллов ограничено их тепловыми характеристиками, такими, как тепловое расширение и теплопроводность.

1. Звонков, Н.Б. Полупроводниковые лазеры на длину волны 0,98 мкм с выходом излучения через подложку / Н.Б. Звонков [и др.] // Квантовая электроника. 1998. 25, №7. С. 622–624.

Развитие микрошероховатости поверхности плавленого кварца и Cr/Sc покрытий при травлении ионными пучками

Ю.А. Вайнер, М.В. Зорина, А.Е. Пестов, Н.Н. Салащенко, Н.И. Чхало, Р.А. Храмков

Институт физики микроструктур РАН, ГСП-105, Нижний Новгород. e-mail: <u>aepestov@ipm.sci-nnov.ru</u>

В настоящее время успешно развиваются такие направления, как рентгеновская астрономия, рентгеновская микроскопия и проекционная ЭУФ литография сверхвысокого разрешения. Это ставит перед оптической технологией принципиально новые задачи, в частности, повышение точности формы поверхностей оптических элементов до субнанометрового уровня. Например, для зеркал 2-зеркального объектива ЭУФ-нанолитографа на длину волны λ=13,5 нм среднеквадратическое отклонение формы поверхности от заданной не должно превышать 0,7 нм. То есть возникла острая необходимость в изготовлении оптических поверхностей, как правило, асферических, среднеквадратичное отклонение формы которых от заданной асферической формы не должно превышать 1 нм. При этом зачастую необходимо, чтобы поверхность оптических элементов оставалась атомарно гладкой (для обеспечения высокого коэффициента отражения многослойных зеркал межслоевая шероховатость, а следовательно, и шероховатость подложки должна быть на атомарном уровне), что существенно усложняет задачу. Традиционное механическое полирование не обеспечивает требуемую точность изготовления формы поверхности. Поэтому для доведения формы поверхности для требуемых параметров применяется метод локального ионно-пучкового травления. Данная работа посвящена изучению влияния параметров травления (энергии ионов, угла падения ионов на поверхность, глубины травления) на шероховатость поверхности корректируемой подложки.

На первом этапе были поставлены эксперименты по изучению режимов травления многослойной структуры Cr/Sc. Для экспериментов использовались плоские образцы размером 15×15 мм, представляющие собой многослойную структуру (MC) Cr/Sc, нанесенную на Si подложку (исходная шероховатость поверхности образцов составляла 0,3 нм).

Причина выбора Cr/Sc MC состоит в том, что именно этот материал используется в качестве подслоя между подложкой и многослойным рентгеновским зеркалом. В ИФМ РАН проведено глубокое изучение данной структуры [1] и показано, что при нанесении Cr/Sc-структуры в качестве подслоя не развивается микрошероховатость поверхности подложки, что не приводит к деградации коэффициентов отражения многослойных рентгеновских зеркал. При соотношении толщин слоев Cr и Sc 1:1 в MC отсутствует стресс, что не приводит к деформации подложки после нанесения на нее данного покрытия. Другим достоинством данной структуры является то, что она может быть химически снята с подложки без последствий для микрошероховатости исходной поверхности. К тому же покрытие исходной кварцевой подложки многослойным Cr/Sc-покрытием позволяет повысить отраженную интенсивность зондирующего волнового фронта при изучении формы поверхности подложки посредством интерферометра с дифракционной волной сравнения [2] и тем самым повысить контраст получаемой интерферограммы.

В вакуумную камеру экспериментальной установки помещался исследуемый образец, часть которого была закрыта маской из фольги, и подвергался ионной бомбардировке. В результате чего на образце вытравливалась ступенька, измерялась с помощью интерференционного микроскопа Talysurf CCI 2000 высота этой ступеньки, и определялась глубина травления. Измерение среднеквадратической шероховатости поверхности проводилось посредством атомно-силовой микроскопии.

Изучение влияния параметров травления на шероховатость поверхности началось с энергии ионов 500-1000 эВ. Полученные экспериментальные результаты представлены в таблице. Из таблицы видно, что с уменьшением энергии ионов, снижается развитие шероховатости поверхности, следовательно, следует уменьшать энергию ионов, чтобы добиться требуемой шероховатости. Поэтому на следующей стадии эксперимента энергия ионов была выбрана равной 100 эВ. Однако травление при данной энергии ионов оказалось неэф-Скорость фективным. травления составила 0,05 нм/мин, что не удовлетворяет требованиям по производительности процесса коррекции.

Эксперименты показали, что при энергии ионов 200 эВ шероховатость поверхности остаётся на исходном уровне и начинает развиваться только при глубинах травления более 400 нм, при этом скорость травления оставалась на приемлемом уровне.

На втором этапе работы были поставлены эксперименты по изучению развития шероховатости при травлении кварцевых образцов. Это связано с тем, что методика коррекции, применяемая нами, имеет существенный недостаток: на исходную кварцевую подложку, изготовленную стандартными оптическими методами, для повышения контраста получаемых интерферограмм приходится наносить слой МС Cr/Sc толщиной порядка 0,5 мкм, и вместо кварца корректировать данное Cr/Sc-покрытие, и, получив нужную форму поверхности, на него наносить многослойное зеркало. Однако если в результате напыления зеркала возникает ошибка (промах по периоду, систематический уход периода по глубине структуры, стресс), то приходится снимать зеркало с подложки, в результате мы получаем подложку с исходной формой поверхности, и всю процедуру коррекции необходимо проводить заново. Чтобы устранить этот недостаток, планируется проводить коррекцию непосредственно самой кварцевой подложки. Для получения высоких контрастов интерферограмм в ИФМ РАН разрабатывается новый низкокогерентный интерферометр с двумя источниками эталонной волны [3]. Наличие двух независимых каналов позволяет выровнять интенсивности эталонного и отраженного от исследуемой детали пучков, что необходимо для обеспечения точности измерения формы на субнанометровом уровне. Также распыление кварцевых мишеней интересно при создании прецизионной преломляющей оптики для задач астрономии. ультрафиолетовой литографии и микроскопии.

Поскольку используются пучки заряженных частиц, то, естественно, при бомбардировке диэлектриков встает вопрос о нейтрализации поверхностного заряда, накапливающегося на мишени. В нашем случае для нейтрализации заряда ионного пучка использовался дополнительный термокатод из вольфрамовой проволоки, установленный на выходе ионного источника. Для экспериментов использовались плоские кварцевые образцы размером 1 см². В вакуумную камеру установки ионного травления помещались два образца, один из которых частично закрывался маской из фольги, и подвергались бомбардировке нейтральными частицами. При этом варьировались такие параметры, как энергия частиц и угол падения частиц на поверхность образца. Затем образец без маски изучался на предмет развития шероховатости посредством малоугловой рентгеновской дифракции на рентгеновском дифрактометре PANanalitical X'Pert PRO. А на образце с маской определялась глубина травления.

Были поставлены эксперименты по влиянию бомбардировки нейтрализованными ионами на микрошероховатость поверхности плавленого кварца в зависимости от угла падения и глубины травления при энергии частиц 150 и 200 эВ. Из рис. 1 видно, что при снижении энергии ионов и приближении угла падения ионов к нормали не наблюдается развития исходной шероховатости поверхности, а в некоторых случаях происходит даже её улучшение. На рис. 2 представлена зависимость шероховатости от глубины травления. Как можно видеть травление на глубину до 0,5 мкм, обеспечивает сохранение и даже некоторое улучшение исходной шероховатости подложки.



Рис. 1. Зависимость шероховатости от угла падения



Рис. 2. Зависимость шероховатости от съема

Таким образом, найдены параметры ионного травления, обеспечивающие съём материала на глубину до 0,5 мкм с сохранением шероховатости поверхности на атомарно-гладком уровне, что позволяет корректировать и изготавливать оптические элементы (в том числе асферической формы) с субнанометровой точностью формы и атомарной гладкостью поверхности.

Работа поддержана грантами РФФИ: 08-02-00873-а, 09-02-00912-а и ГК № П1544 от 09.09.09.

1. Андреев С.С., Е.Б. Клюенков, А.Л. Мизинов и др. // Поверхность. 2005. №2. С. 45–48.

2. Chkhalo N.I., I.A. Dorofeev, N.N. Salashchenko, M.N. Toropov // Proc. SPIE, 2008. V. 7025. P. 702507.

3. Клюенков Е.Б., В.Н. Полковников и др. // Известия РАН. Сер. физ. 2008. Т. 72, №2. С. 205–208.

Материал	Угол	Энергия	Глубина	Время трав-	Скорость	σ, нм
	травления °	ионов,	травления,	ления,	травления,	
		эВ	HM	МИН	нм/мин	
		750	70	45	1.56	3
			15	10	1.50	1.1
	20	500	27	45	0.60	1.3
Cr/Sc			10	20	0.50	0.7
		300	6	45	0.13	0.4
			23	60	0.38	0.55
	14	500	11	30	0.37	0.5

Зависимость шероховатости МС Cr/Sc от параметров

Прямое сравнение периодов сверхрешеток, измеренных методом рентгеновской дифрактометрии и оптической интерферометрии белого света

Ю.Н. Дроздов¹, М.Н. Дроздов¹, А.В. Новиков¹, П.А. Юнин^{1,2}, Д.В. Юрасов¹

¹ Институт физики микроструктур РАН, 603950, ГСП-105, Нижний Новгород. ² ННГУ им. Н.И. Лобачевского, просп. Гагарина, 23, Нижний Новгород. e-mail: drozdyu@ipm.sci-nnov.ru

Развитие наноэлектроники устанавливает высокие требования к точности изготовления структур, выращенных методами молекулярно-лучевой и газофазной эпитаксии. Соответственно повышаются требования к методам анализа и контроля качества получаемых структур. Это относится и к хорошо развитым методам, таким как рентгеновская дифрактометрия (РД). Метод РД считается одним из наиболее надежных и точных в измерениях периодов многослойных периодических гетероструктур, например полупроводниковых сверхрешеток. Период определяется по угловому расстоянию между сателлитными пиками на кривой качания (рис. 1), образующимися в результате интерференции волн, отраженных от различных слоёв периодической структуры.



Рис. 1. Кривая качания, характерная для многослойной периодической структуры.

В ряде современных учебников и методических пособий [1, 2] приводится следующая формула для определения периода сверхрешеток:

$$D = \frac{(n_1 - n_2)\lambda}{2(\sin\theta_1 - \sin\theta_2)} \approx \frac{(n_1 - n_2)\lambda}{2\delta\theta\cos\theta}, \qquad (1)$$

где $\theta = (\theta_1 + \theta_2)/2$, $\delta \theta = \theta_1 - \theta_2$, θ_1 и θ_2 – угловые положения максимумов сателлитных пиков, n_1 и n_2 – различные порядки отражения, λ – длина волны рентгеновского излучения.

При этом в эксперименте достигается приборная точность определения периода структуры порядка 0.1%. Именно из-за отсутствия конкурентов по точности оставались неисследованными систематические погрешности РД-метода, которые можно оценивать только прямым сравнением результатов, полученных независимыми методами.

В последнее время в нашем распоряжении появился новый метод определения толщины гетероэпитаксиальных структур. Идея альтернативного метода – в сочетании возможностей массспектрометра вторичных ионов (ВИМС) TOF.SIMS-5 и интерференционного микроскопа белого света Talysurf CCI 2000.

Вначале проводится послойный анализ исследуемой структуры на масс-спектрометре вторичных ионов. Из полученных зависимостей выхода различных вторичных ионов выбирается периодическая зависимость для одного из элементов, входящих в состав слоев гетероструктуры (рис. 2).



Рис. 2. Зависимость выхода вторичных ионов Ge⁻ от времени травления для структуры R77 (5 [SiGe; Si]/Si).

Кратер травления исследуется на интерференционном микроскопе Talysurf CCI 2000. Из получаемой карты поверхности извлекается профиль, и по нему определяется глубина кратера H. Скорость травления рассчитывается как отношение измеренной на интерферометре глубины кратера к полному времени травления T. Далее определяется среднее расстояние между пиками, соответствующими травлению одинаковых слоёв. Данная величина ΔT будет являться периодом многослойной структуры, выраженным в секундах. Тогда значение периода $D = \Delta T \cdot H/T$.

При этом приборная погрешность метода интерферометрии кратера травления ВИМС будет составлять порядка 0.1 %, как и для РД-метода. А это значит, что методы имеют одинаковую приборную точность и полученные ими результаты имеет смысл сравнивать.

Эксперименты по определению периодов многослойных периодических структур проводились на образцах R8, R77, R157 (5 [SiGe;Si]/Si) и H257 (15 [InGaAs;GaAs]/GaAs). При этом был обнаружен ряд источников систематических погрешностей как для РД метода, так и для метода интерферометрии кратера травления ВИМС.

Определение периодов структур РД-методом проводилось по кривым качания, снятым на рентгеновском дифрактометре ДРОН-4 в точке вблизи кратера травления ВИМС. При этом было замечено, что расстояние между пиками, близкими к пику подложки, больше, чем между дальними (рис. 3). Это объясняется влиянием интенсивного пика подложки на сателлитный спектр. Этот эффект приводит к систематическому увеличению среднего значения $\delta\theta$ и соответствующей систематической погрешности определения периода структуры. Таким образом, для уменьшения влияния данного фактора на результат эксперимента, для расчета необходимо использовать дальние пики.



Рис. 3. Кривая качания образца R77. Влияние пика подложки на угловое расстояние между сателлитными пиками.

При исследовании периодической структуры Н257, выращенной на вицинальной подложке, нормаль к срезу которой отклонена относительно кристаллографического направления [001], было обнаружено значительное различие между кривыми качания, снятыми при разных углах поворота образца в своей плоскости (рис. 4). Из-за этого невозможно верно определить период структуры по угловому расстоянию между сателлитными пиками, используя формулу (1). Необходимо учитывать разориентацию кристаллографических плоскостей с плоскостью среза. В специальной литературе [3, 4] этот эффект известен – предлагается формула для вычисления периодов гетероструктур, выращенных на отклоненных подложках, использование которой требует экспериментального определения угла разориентации:

$$D = \frac{\lambda \sin(\theta + \alpha \cos \varphi)}{\delta \theta \sin 2\theta},$$
 (2)

где α – угол разориентации, φ – угол поворота образца в своей плоскости.

В эксперименте при юстировке образца нормаль к его поверхности выводилась на ось вращения с помощью телескопической приставки из комплекта гониометра. При этом реализовалась точность определения угла разориентации порядка 0.04°, и приборная точность метода оставалась на уровне 0.1%.



Рис. 4. Кривые качания структуры H257, снятые с поворотом образца в своей плоскости.

Однако основной вклад в погрешности получаемых величин вносят случайные погрешности, которые оценивались по разбросу величин ΔT и $\delta \theta$ относительно средних значений.

Приведем результаты определения периода структуры H257 независимыми методами. Метод интерферометрии кратера травления BИМС: $D_{\text{ВИМС}} = (190 \pm 3)$ Å; метод РД, формула (1): ($\varphi=0^{\circ}$) $D_{\text{РД}} = (204 \pm 5)$ Å; ($\varphi=180^{\circ}$) $D_{\text{РД}} = (184 \pm 3)$ Å; метод РД, формула (2): $D_{\text{РД}} = (194 \pm 3)$ Å.

Видно, что использование формулы (2) позволяет избежать соответствующей систематической погрешности и улучшить согласование результатов, полученных независимыми методами.

В ходе работы были также обнаружены источники систематических погрешностей альтернативного метода. В частности, неоднородность скорости травления различных слоев структуры, погрешности калибровки интерференционного микроскопа.

Учёт исследованных источников систематических погрешностей позволяет добиться совпадения результатов, полученных независимыми методами, в пределах их случайных погрешностей – порядка 2%.

1. *Fewster, P.F.* X-Ray scattering from semiconductors / P.F. Fewster. – London: Imperial College Press, 2003. – 299.

2. *Bowen, D.K.* High resolution X-Ray diffractometry and topography / D.K. Bowen, B.K. Tanner. – London: Taylor & Francis e-Library, 2005. – 267.

3. *Ravila, P.* X-Ray diffraction analysis of superlattices grown on misoriented substrates / P. Ravila, V.M. Airaksinen, H. Lipsanen, T. Tuomi // J. Crystal Growth. 1991. № 114. P. 569–572.

4. *Speriosu, V.S.* X-Ray rocking curve analysis of superlattices / V.S. Speriosu, T. Vreeland // J. Appl. Phys. 1984. V. 56, № 6. P. 1591–1600.

СПИСОК УЧАСТНИКОВ

Drachenko Oleksiy M

Forschungszentrum Dresden-Rossendorf +49 (351) 2603593 o.drachenko@fzd.de P.O. Box 510119, Dresden, 01314, Germany

Knap Wojciech

University of Montpellier II +33 (0) 467144518 ndiakonova@univ-montp2.fr pl Eugene Bataillon, Montpellier, France

Kozhevnikov Igor Victorovich

Учреждение российской академии наук институт кристаллографии им. А.В. Шубникова РАН +7 (49653) 68111 ivk@ns.crys.ras.ru Ленинский пр-т, 59, Москва, 119333, Россия

Shur Michael Saulovich

Rensselaer Polytechnic Institute +1 (518) 2762201 shurm@rpi.edu Eighth St. 110, Troy, NY 12180, USA

Yulin Sergiy A.

Fraunhofer Institut Angewandte Optik und Feinmechanik +49 (3641) 807241 sergiy.yulin@iof.fraunhofer.de Albert Einstein Strasse 7, Jena, D-07745, Germany

Аверкиев Никита Сергеевич

Учреждение Российской академии наук Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН +7 (812) 2927155 averkiev@les.ioffe.ru ул. Политехническая, 26, Санкт-Петербург, 194021, Россия

Адамчик Денис Александрович

Учреждение Российской академии наук Институт физики микроструктур РАН +7 (831) 4283478 sanssouci@list.ru ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия

Азанов Павел Валерьевич

ФГУП «Научно-исследовательский институт физических проблем им. Ф.В. Лукина» +7 (499) 7319843 sabiotigr@mail.ru проезд 4806, дом 6, Зеленоград, 124460, Россия

Акимов Антон Борисович

Учреждение Российской академии наук Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН +7 (499) 5038102 tosha_akimov@mail.ru ул. Вавилова, 38, Москва, 119991, Россия

Аладышкин Алексей Юрьевич

Учреждение Российской академии наук Институт физики микроструктур РАН +7 (831) 4385185 aladyshkin@yandex.ru ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия

Александров Владимир Васильевич

Государственный научный центр Российской Федерации Троицкий институт инновационных и термоядерных исследований +7 (495) 3345737 alexvv@triniti.ru

ул. Пушковых, вл.12, Троицк Мос. обл., 142190, Россия

Алешкин Владимир Яковлевич

Учреждение Российской академии наук Институт физики микроструктур РАН +7 (831) 4385037 aleshkin@ipm.sci-nnov.ru ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия

Алкеев Николай Владимирович

Фрязинский филиал Учреждения Российской академии наук Института радиотехники и электроники им.В.А.Котельникова РАН +7 (903) 2080463 alkeev@ms.ire.rssi.ru пл. Введенского д.1, г. Фрязино, Московская обл., 141190, Россия

Алфимов Михаил Владимирович

Учреждение Российской академии наук Центр фотохимии РАН +7 (495) 9367753 alfimov@photonics.ru ул. Новаторов, 7a, Москва, 119421, Россия

Андреев Борис Александрович

Учреждение Российской академии наук Институт физики микроструктур РАН +7 (831) 4385037 boris@ipm.sci-nnov.ru ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия

Андроников Дмитрий Александрович

Учреждение Российской академии наук Физикотехнический институт им. А.Ф. Иоффе РАН +7 (812) 2927392 andron_dm@mail.ru ул. Политехническая, 26, Санкт-Петербург, 194021, Россия

Андрюшечкин Борис Владимирович

Учреждение Российской академии наук Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН +7 (499) 5038784 andrush@kapella.gpi.ru ул. Вавилова, 38, Москва, 119991, Россия

Аплеснин Сергей Степанович

ГОУ ВПО «Сибирский государственный аэрокосмический университет имени академика М.Ф.Решетнева» +7 (391) 2919028 apl@iph.krasn.ru пр. Красноярский рабочий, 31, Красноярск, 660014, Россия

Аронзон Борис Аронович

Российский научный центр «Курчатовский институт» +7 (499) 1967681 aronzon@mail.ru пл. Академика Курчатова, 1, Москва, 123182, Россия

Артемьев Евгений Михайлович

ФГОУ ВПО «Сибирский федеральный университет» +7 (391) 2498657 ает49@yandex.ru пр. Свободный, 79, Красноярск, 660036, Россия

Астров Юрий Александрович

Учреждение Российской академии наук Физикотехнический институт им. А.Ф. Иоффе РАН +7 (812) 2927966 yuri.astrov@mail.ioffe.ru yл. Политехническая, 26, Санкт-Петербург, 194021, Россия

Афанаскин Андрей Юрьевич

ГОУ ВПО «Нижегородский государственный университет» +7 (831) 4621712 Andryuha_88@mail.ru пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950, Россия

Афоненко Александр Анатольевич

Белорусский государственный университет +375 (17) 2781313 afonenko@bsu.by пр. Независимости 4, Минск, 220030, Республика Беларусь

Ахсахалян Арам Давидович

Учреждение Российской академии наук Институт физики микроструктур РАН +7 (831) 4385313 akh@ipm.sci-nnov.ru ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия

Байдусь Николай Владимирович

Научно-исследовательский физико-технический институт ННГУ +7 (831) 4656365 bnv@nifti.unn.ru пр. Гагарина 23/3, Нижний Новгород, 603950, Россия

Барышева Мария Михайловна

Учреждение Российской академии наук Институт физики микроструктур РАН +7 (831) 4675313 maria@ipm.sci-nnov.ru ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия

Бахтизин Рауф Загидович

ГОУ ВПО «Башкирский государственный университет» +7 (347) 2736574 raouf@bsu.bashedu.ru ул. Фрунзе, 32, Уфа, 450007, Россия

Бекин Николай Александрович

Учреждение Российской академии наук Институт физики микроструктур РАН +7 (831) 4385037 nbekin@ipm.sci-nnov.ru ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия

Бельков Василий Валентинович

Учреждение Российской академии наук Физикотехнический институт им. А.Ф. Иоффе РАН +7 (812) 2927989 bel@epi.ioffe.ru ул. Политехническая, 26, Санкт-Петербург, 194021, Россия

Беляков Владимир Алексеевич

Научно-исследовательский физико-технический институт ННГУ +7 (831) 4656255 dragon_bel@mail.ru пр. Гагарина 23/3, Нижний Новгород, 603950, Россия

Беляков Владимир А.

Учреждение Российской академии наук Институт теоретической физики им. Л.Д.Ландау РАН +7 (0000) 000000 bel@pcat.landau.ac.ru пр. Академика Семенова, 1а, Черноголовка, Московская обл., 142432, Россия

Беспалов Алексей Викторович

ГОУ ВПО «Московский государственный институт радиотехники, электроники и автоматики (технический университет)» +7 (901) 5111527 bespaloval@mtu-net.ru пр. Вернадского, 78, Москва, 119454, Россия

Беспалов Антон Андреевич

Учреждение Российской академии наук Институт физики микроструктур РАН +7 (831) 4385535 bespalovaa@gmail.com ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия

Бирюков Антон Александрович

Научно-исследовательский физико-технический институт ННГУ +7 (831) 4656365 biryukov@nifti.unn.ru пр. Гагарина 23/3, Нижний Новгород, 603950, Россия

Бобков Александр Михайлович

Учреждение Российской академии наук Институт физики твердого тела РАН +7 (49652) 21648 bobkov@issp.ac.ru Институтская ул., 2, Черноголовка, Мос. обл.,142432, Россия

Бобкова Ирина Вячеславовна

Учреждение Российской академии наук Институт физики твердого тела РАН +7 (49652) 21648 bobkova@issp.ac.ru Институтская ул., 2, Черноголовка, Мос. обл.,142432, Россия

Бурдейный Дмитрий Игоревич

Учреждение Российской академии наук Институт физики микроструктур РАН +7 (831) 4286485 dmitry.burdeiny@gmail.com ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия

Бурдов Владимир Анатольевич

ГОУ ВПО «Нижегородский государственный университет» +7 (831) 4656255 burdov@phys.unn.ru пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950, Россия

Бухараев Анастас Ахметович

Учреждение Российской академии наук Казанский физикотехнический институт им. Е. К. Завойского Казанского научного центра РАН +7 (843) 2319107 a_bukharaev@kfti.knc.ru ул. Сибирский тракт, 10/7, Казань, 420029, Россия

Быков Виктор Александрович

ЗАО «НТ-МДТ» +7 (499) 7350305 vbykov@ntmdt.ru Корпус 100, Зеленоград, 124482, Россия

Вайнштейн Юлия Сергеевна

Учреждение Российской академии наук Физикотехнический институт им. А.Ф. Иоффе РАН +7 (812) 2927936 julvain@gmail.com ул. Политехническая, 26, Санкт-Петербург, 194021, Россия

Вакс Владимир Лейбович

Учреждение Российской академии наук Институт физики микроструктур РАН +7 (831) 4607648 elena@ipm.sci-nnov.ru ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия

Вальков Валерий Владимирович

Учреждение Российской академии наук Институт физики им. Л. В. Киренского Сибирского отделения РАН +7 (391) 2494506 vvv@iph.krasn.ru Академгородок, 50, стр. 38, Красноярск, 660036, Россия

Васильев Юрий Борисович

Учреждение Российской академии наук Физикотехнический институт им. А.Ф. Иоффе РАН +7 (812) 2948290 yu.vasilyev@mail.ioffe.ru ул. Политехническая, 26, Санкт-Петербург, 194021, Россия

Вдовичев Сергей Николаевич

Учреждение Российской академии наук Институт физики микроструктур РАН +7 (831) 4385313 vdovichev@ipm.sci-nnov.ru ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия

Вельская Екатерина

ЗАО «НТ-МДТ» +7 (499) 9135737 ekaterina_v@ntmdt.ru Корпус 100, Зеленоград, 124482, Россия

Вещунов Иван Сергеевич

Учреждение Российской академии наук Институт физики твердого тела РАН +7 (49652) 44421 veshchunov2009@yandex.ru Институтская ул., 2, Черноголовка, Мос. обл.,142432, Россия

Винников Лев Яковлевич

Учреждение Российской академии наук Институт физики твердого тела РАН +7 (496) 5244421 vinnik@issp.ac.ru Институтская ул., 2, Черноголовка, Мос. обл.,142432, Россия

Виноградов Александр Владимирович

Учреждение Российской академии наук Физический институт им. П. Н. Лебедева РАН +7 (499) 7833709 vinograd@sci.lebedev.ru Ленинский проспект, 53, ГСП-1, Москва, 119991, Россия

Виноградов Александр Степанович

ФГОУ ВПО «Санкт-Петербургский государственный университет» +7 (812) 428 4352 Alexander.Vinogradov@pobox.spbu.ru ул. Ульяновская, 1, Санкт-Петербург, 198504, Россия

Водолазов Денис Юрьевич

Учреждение Российской академии наук Институт физики микроструктур РАН +7 (8314) 385185 vodolazov@ipm.sci-nnov.ru ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия

Водопьянов Александр Валентинович

Учреждение Российской академии наук Институт прикладной физики РАН +7 (831) 4164652 avod@appl.sci-nnov.ru ул. Ульянова, 46, Нижний Новгород, 603950, Россия

Волков Владимир Александрович

Учреждение Российской академии наук Институт радиотехники и электроники им. В.А.Котельникова РАН +7 (495) 6293394 VoVA@cplire.ru Моховая, 11/7, Москва, 125009, Россия

Воробьев Леонид Евгеньевич

ГОУ ВПО «Санкт-Петербургский государственный политехнический университет» +7 (812) 5529671 lvor@rphf.spbstu.ru Политехническая ул., д. 29, С.-Петербург, 195251, Россия

Востоков Николай Владимирович

Учреждение Российской академии наук Институт физики микроструктур РАН +7 (831) 4385535 vostokov@ipm.sci-nnov.ru ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия

Гавриленко Людмила Владимировна

Учреждение Российской академии наук Институт физики микроструктур РАН +7 (831) 4385037 aritany@ipm.sci-nnov.ru ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия

Гавриленко Владимир Изяславович

Учреждение Российской академии наук Институт физики микроструктур РАН +7 (831) 4385555 gavr@ipm.sci-nnov.ru ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия

Гайнутдинов Радмир Вильевич

Учреждение российской академии наук институт кристаллографии им. А.В. Шубникова РАН +7 (499) 1351100 rgaynutdinov@gmail.com Ленинский пр-т, 59, Москва, 119333, Россия

Ганичев Сергей Дмитриевич

University of Regensburg +49 (941) 9432050 sergey.ganichev@physik.uni-regensburg.de Universitaetsstr. 31, Regensburg, 93040, Germany

Гапонов Сергей Викторович

Учреждение Российской академии наук Институт физики микроструктур РАН +7 (831) 4385120 svg@ipm.sci-nnov.ru ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия

Гатиятов Руслан Гумарович

Учреждение Российской академии наук Казанский физикотехнический институт им. Е. К. Завойского Казанского научного центра РАН +7 (904) 7628344 Ruslan.Gatiyatov@gmail.com ул. Сибирский тракт, 10/7, Казань, 420029, Россия

Гельман Александр Иосифович

Учреждение Российской академии наук Институт прикладной физики РАН +7 (910) 3811739 sashautk@yandex.ru ул. Ульянова, 46, Нижний Новгород, 603950, Россия

Германенко Александр Викторович

ГОУ ВПО «Уральский государственный университет им. А.М. Горького» +7 (343) 2617436 alexander.germanenko@usu.ru пр. Ленина, 51, Екатеринбург, 620083, Россия

Гиппиус Николай Алексеевич

Учреждение Российской академии наук Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН +7 (499) 5038102 na.gippius@gmail.com ул. Вавилова, 38, Москва, 119991, Россия

Гольцман Григорий Наумович

ГОУ ВПО «Московский педагогический государственный университет» +7 (499) 2461202 goltsman00@mail.ru ул. М. Пироговская,1, Москва, 119991, Россия

Горай Леонид Иванович

Санкт-Петербургский физико-технологический научнообразовательный центр РАН +7 (812) 9097133 lig@pcgrate.com ул. Хлопина, 8, корп. 3, Санкт-Петербург, 195220, Россия

Горшков Алексей Павлович

ГОУ ВПО «Нижегородский государственный университет» +7 (831) 4658709 gorshkovap@mail.ru пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950, Россия

Гохфельд Денис Михайлович

Учреждение Российской академии наук Институт физики им. Л. В. Киренского Сибирского отделения РАН +7 (391) 2494838 gokhfeld@iph.krasn.ru Академгородок, 50, стр. 38, Красноярск, 660036, Россия

Грабовский Евгений Валентинович

Государственный научный центр Российской Федерации Троицкий институт инновационных и термоядерных исследований +7 (495) 3345614 angara@triniti.ru ул. Пушковых, вл.12, Троицк Мос. обл., 142190, Россия

Грибков Борис Александрович

Учреждение Российской академии наук Институт физики микроструктур РАН +7 (831) 4385313 bg@ipm.sci-nnov.ru ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия

Грузнев Димитрий Вячеславович

Учреждение Российской академии наук Институт автоматики и процессов управления Дальневосточного отделения Российской академии наук +7 (4232) 310696 gruznev@iacp.dvo.ru ул. Радио, 5, Владивосток, 690041, Россия

Гуревич Сергей Александрович

Учреждение Российской академии наук Физикотехнический институт им. А.Ф. Иоффе РАН +7 (812) 2927391 gurevich@quantel.ioffe.ru ул. Политехническая, 26, Санкт-Петербург, 194021, Россия

Гусев Олег Борисович

Учреждение Российской академии наук Физикотехнический институт им. А.Ф. Иоффе РАН +7 (981) 7469168 oleg.gusev@mail.ioffe.ru ул. Политехническая, 26, Санкт-Петербург, 194021, Россия

Гусев Сергей Александрович

Учреждение Российской академии наук Институт физики микроструктур РАН +7 (831) 4385313 gusev@ipm.sci-nnov.ru ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия

Гутаковский Антон Константинович

Учреждение Российской академии наук Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова СО РАН +7 (383) 3331080 gut@thermo.isp.nsc.ru пр. Ак. Лаврентьева, 13, Новосибирск, 630090, Россия

Данилов Юрий Александрович

Научно-исследовательский физико-технический институт ННГУ +7 (831) 4656365 danilov@nifti.unn.ru пр. Гагарина 23/3, Нижний Новгород, 603950, Россия

Девятов Игорь Альфатович

Научно-исследовательский институт ядерной физики им. Д.В. Скобельцына, Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова +7 (495) 9392588 igor-devyatov@yandex.ru Ленинские горы, 1, стр. 2, ГСП-1, Москва, 119991, Россия

Деев Сергей Михайлович

Учреждение Российской академии наук Институт биоорганической химии им. академиков М.М.Шемякина и Ю.А.Овчинникова РАН +7 (495) 4298810 deyev@ibch.ru ул. Миклухо-Маклая, 16/10, Москва, 117997, Россия

Дементьев Петр Александрович

Учреждение Российской академии наук Физикотехнический институт им. А.Ф. Иоффе РАН +7 (904) 5526926 demenp@yandex.ru ул. Политехническая, 26, Санкт-Петербург, 194021, Россия

Демидов Евгений Сергеевич

ГОУ ВПО «Нижегородский государственный университет» +7 (831) 4656374 demidov@phys.unn.ru пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950, Россия

Демихов Евгений Иванович

ООО «РТИ, криомагнитные системы» +7 (499) 1326872 demikhov@lebedev.ru ул. Институтская, 2, Черноголовка, Московская область, 142432, Россия

Демиховский Валерий Яковлевич

ГОУ ВПО «Нижегородский государственный университет» +7 (831) 4656255 demi@phys.unn.ru пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950, Россия

Денисова Елена Александровна

Учреждение Российской академии наук Институт физики им. Л. В. Киренского Сибирского отделения РАН +7 (3912) 494556 len-den@mail.ru Академгородок, 50, стр. 38, Красноярск, 660036, Россия

Деребезов Илья Александрович

Учреждение Российской академии наук Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова СО РАН +7 (383) 3306945 derebezov@thermo.isp.nsc.ru пр. Ак. Лаврентьева, 13, Новосибирск, 630090, Россия

Дорофеев Илларион Анатольевич

Учреждение Российской академии наук Институт физики микроструктур РАН +7 (831) 617695 Illarion1955@mail.ru ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия

Дорохин Михаил Владимирович

Научно-исследовательский физико-технический институт ННГУ +7 (831) 4656365 dorokhin@nifti.unn.ru пр. Гагарина 23/3, Нижний Новгород, 603950, Россия

Дричко Ирина Львовна

Учреждение Российской академии наук Физикотехнический институт им. А.Ф. Иоффе РАН +7 (812) 5159229 irina.l.drichko@mail.ioffe.ru

ул. Политехническая, 26, Санкт-Петербург, 194021, Россия

Дроздов Юрий Николаевич Учреждение Российской академии наук Институт физики микроструктур РАН +7 (831) 4385535 drozdyu@ipm.sci-nnov.ru ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия

Дубинов Александр Алексеевич

Учреждение Российской академии наук Институт физики микроструктур РАН +7 (831) 4385037 sanya@ipm.sci-nnov.ru ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия

Дьяконова Нина Владиславовна

University of Montpellier II +33 (0) 467144518 nina.diakonova@univ-montp2.fr pl Eugene Bataillon, Montpellier, France

Ельцов Константин Николаевич

Учреждение Российской академии наук Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН +7 (499) 5038769 eltsov@kapella.gpi.ru ул. Вавилова, 38, Москва, 119991, Россия

Ермаков Константин Сергеевич

ГОУ ВПО «Дальневосточный государственный университет» +7 (0000) 0000000 Ermak_ph@mail.ru ул. Суханова, 8, Владивосток, 690950, Россия

Ермолаев Денис Михайлович

Учреждение Российской академии наук Институт проблем технологии микроэлектроники и особочистых материалов РАН +7 (496) 5244141 Yermolayev@iptm.ru ул. Институтская 6, Черноголовка, Московская обл., 142432, Россия

Ермолаева Ольга Леонидовна

Учреждение Российской академии наук Институт физики микроструктур РАН +7 (831) 4385555 Ermolaeva@ipm.sci-nnov.ru ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия

Ершов Алексей Валентинович

ГОУ ВПО «Нижегородский государственный университет» +7 (831) 4656475 ershov@phys.unn.ru пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950, Россия

Жаров Александр Александрович

Учреждение Российской академии наук Институт физики микроструктур РАН +7 (831) 4385037 zharov@ipm.sci-nnov.ru ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия

Жигунов Денис Михайлович

ФГОУ ВПО «Московский государственный университет имени М.В.Ломоносова» +7 (495) 9394681 zhigunov@mail.ru Ленинские горы, 1, стр. 2, ГСП-1, Москва, 119991, Россия

Жолудев Максим Сергеевич

Учреждение Российской академии наук Институт физики микроструктур РАН +7 (904) 0530147 max_jms@mail.ru ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия

Жукавин Роман Хусейнович

Учреждение Российской академии наук Институт физики микроструктур РАН +7 (831) 4385037 zhur@ipm.sci-nnov.ru ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия

Журавлев Андрей Григорьевич

Учреждение Российской академии наук Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова Сибирского отделения РАН +7 (383) 3309874 zh@ngs.ru пр. Ак. Лаврентьева, 13, Новосибирск, 630090, Россия

Зайцев Сергей Владимирович

Учреждение Российской академии наук Институт физики твердого тела РАН +7 (495) 9628054 szaitsev@issp.ac.ru Институтская ул., 2, Черноголовка, Московская обл.,142432, Россия

Звездин Анатолий Константинович

Учреждение Российской академии наук Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН +7 (499) 1350247 citadis@mail.ru ул. Вавилова, 38, Москва, 119991, Россия

Зотов Андрей Вадимович

Учреждение Российской академии наук Институт автоматики и процессов управления Дальневосточного отделения Российской академии наук +7 (4232) 310412 zotov@iacp.dvo.ru ул. Радио, 5, Владивосток, 690041, Россия

Зуев Сергей Юрьевич

Учреждение Российской академии наук Институт физики микроструктур РАН +7 (831) 4385313 zuev@ipm.sci-nnov.ru ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия

Иванов Сергей Викторович

Учреждение Российской академии наук Физикотехнический институт им. А.Ф. Иоффе РАН +7 (812) 2927124 ivan@beam.ioffe.ru ул. Политехническая, 26, Санкт-Петербург, 194021, Россия

Иванов Юрий Павлович

ГОУ ВПО «Дальневосточный государственный университет» +7 (4232) 432706 yivanov@phys.dvgu.ru ул. Суханова, 8, Владивосток, 690950, Россия

Ивченко Еугениюс Левович

Учреждение Российской академии наук Физикотехнический институт им. А.Ф. Иоффе РАН +7 (921) 9869033 ivchenko@coherent.ioffe.ru ул. Политехническая, 26, Санкт-Петербург, 194021, Россия

Иконников Антон Владимирович

Учреждение Российской академии наук Институт физики микроструктур РАН +7 (831) 4385037 +262 antikon@ipm.sci-nnov.ru ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия

Ильющенков Дмитрий Сергеевич

Учреждение Российской академии наук Физикотехнический институт им. А.Ф. Иоффе РАН +7 (812) 2927392 dmitry@mail.ioffe.ru ул. Политехническая, 26, Санкт-Петербург, 194021, Россия

Иржак Дмитрий Вадимович

Учреждение Российской академии наук Институт проблем технологии микроэлектроники и особочистых материалов РАН +7 (49652) 44217 irzhak@mail.ru ул. Институтская 6, Черноголовка, Московская обл., 142432, Россия

Истомин Леонид Анатольевич

ГОУ ВПО «Нижегородский государственный университет» +7 (906) 3487422 laistmn@gmail.com пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950, Россия

Каверин Борис Сергеевич

Учреждение Российской академии наук Институт металлоорганической химии им. Г.А. Разуваева РАН +7 (831) 4627370 amo@iomc.ras.ru ул. Тропинина, 49, ГСП-445, Нижний Новгород, 603950, Россия

Казаков Игорь Петрович

Учреждение Российской академии наук Физический институт им. П. Н. Лебедева РАН +7 (499) 1326686 ipkazakov@yandex.ru Ленинский проспект, 53, ГСП-1, Москва, 119991, Россия

Казанков Алексей

ЗАО «НТ-МДТ» +7 (499) 7350305 kazankov@ntmdt.ru Корпус 100, Зеленоград, 124482, Россия

Караштин Евгений Анатольевич

Учреждение Российской академии наук Институт физики микроструктур РАН +7 (831) 4212317 eugenk@ipm.sci-nnov.ru ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия

Карбань Оксана Владиславовна

Учреждение Российской академии наук Институт радиотехники и электроники им. В.А.Котельникова РАН +7 (3412) 225239 ocsa123@yahoo.com Моховая, 11/7, Москва, 125009, Россия

Карминская Татьяна Юрьевна

Научно-исследовательский институт ядерной физики им. Д.В. Скобельцына, Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова +7 (916) 4724054 janaph@gmail.com Ленинские горы, 1, стр. 2, ГСП-1, Москва, 119991, Россия

Кленов Николай Викторович

ФГОУ ВПО «Московский государственный университет имени М.В.Ломоносова» +7 (495) 9394351 nvklenov@nm.ru Ленинские горы, 1, стр. 2, ГСП-1, Москва, 119991, Россия

Клоков Андрей Юрьевич

Учреждение Российской академии наук Физический институт им. П. Н. Лебедева РАН +7 (499) 1358005 klokov@lebedev.ru Ленинский проспект, 53, ГСП-1, Москва, 119991, Россия

Клушин Александр Моисеевич

Forschungszentrum Juelich GmbH, Institute for Bio- and Nanosystems +49 (2461) 612347 a.klushin@fz-juelich.de Leo-Brandt-Str. 1. 52428 Juelich, Germany

Ковалёв Дмитрий Игоревич

University of Bath +44 (1225) 383113 d.kovalev@bath.ac.uk BA2 7AY, Bath, United Kingdom

Ковалёв Вадим Михайлович

Учреждение Российской академии наук Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова СО РАН +7 (383) 3333264 vadimkovalev@isp.nsc.ru пр. Ак. Лаврентьева, 13, Новосибирск, 630090, Россия

Ковальчук Михаил Валентинович

Учреждение российской академии наук институт кристаллографии им. А.В. Шубникова РАН +7 (499) 1356541 koval@ns.crys.ras.ru Ленинский пр-т, 59, Москва, 119333, Россия

Козлов Дмитрий Владимирович

Учреждение Российской академии наук Институт физики микроструктур РАН +7 (831) 4384045 magnoliakk@mail.ru ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия

Козлов Владимир Анатольевич

Учреждение Российской академии наук Институт физики микроструктур РАН +7 (831) 2385037 kozlov@ipm.sci-nnov.ru ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия

Комиссарова Татьяна Александровна

Учреждение Российской академии наук Физикотехнический институт им. А.Ф. Иоффе РАН +7 (812) 2927124 komissarova@mig.phys.msu.ru ул. Политехническая, 26, Санкт-Петербург, 194021, Россия

Комогорцев Сергей Викторович

Учреждение Российской академии наук Институт физики им. Л. В. Киренского Сибирского отделения РАН +7 (391) 2495656 komogor_sergey@mail.ru Академгородок, 50, стр. 38, Красноярск, 660036, Россия

Копаев Юрий Васильевич

Учреждение Российской академии наук Физический институт им. П. Н. Лебедева РАН +7 (499) 1357441 kopaev@sci.lebedev.ru Ленинский проспект, 53, ГСП-1, Москва, 119991, Россия

Корнилов Виктор Михайлович

Учреждение Российской академии наук Институт физики молекул и кристаллов Уфимского научного центра РАН +7 (347) 2843538 kornilov@anrb.ru пр. Октября, 151, Уфа, 450075, Россия

Кравцов Евгений Алексеевич

Учреждение Российской академии наук Ордена Трудового Красного Знамени Институт физики металлов Уральского отделения РАН +7 (343) 3783616 kravtsov@imp.uran.ru ул. С. Ковалевской, 18, ГСП-170, Екатеринбург, 620041, Россия

Красильник Захарий Фишелевич

Учреждение Российской академии наук Институт физики микроструктур РАН +7 (831) 4385555 zfk@ipm.sci-nnov.ru ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия

Красильникова Людмила Владимировна

Учреждение Российской академии наук Институт физики микроструктур РАН +7 (831) 4385037 luda@ipm.sci-nnov.ru ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия

Крейнес Наталия Михайловна

Учреждение Российской академии наук Институт физичеких проблем РАН +7 (495) 1376820 kreines@kapitza.ras.ru ул. Косыгина, 2, Москва, 119334, Россия

Кривобок Владимир Святославович

Учреждение Российской академии наук Физический институт им. П. Н. Лебедева РАН +7 (499) 1357941 krivobok@lebedev.ru Ленинский проспект, 53, ГСП-1, Москва, 119991, Россия

Кривулин Николай Олегович

ГОУ ВПО «Нижегородский государственный университет» +7 (831) 4656475 Krivulin@phys.unn.ru пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950, Россия

Кривцун Владимир Михайлович

Учреждение Российской академии наук Институт спектроскопии РАН +7 (0000) 0000000 krivtsun@isan.troitsk.ru ул. Физическая, 5, Троицк, Московская обл., 142190, Россия

Кудасов Юрий Бориславович

ФГУП «Российский федеральный ядерный центр - Всероссийский научно-исследовательский институт экспериментальной физики» +7 (83130) 27239 yu_kudasov@yahoo.com пр. Мира, 37, г. Саров, 607188, Россия

Кудрин Алексей Владимирович

Научно-исследовательский физико-технический институт ННГУ +7 (831) 9101091320 alex2983@yandex.ru пр. Гагарина 23/3, Нижний Новгород, 603950, Россия

Кудрявцев Константин Евгеньевич

Учреждение Российской академии наук Институт физики микроструктур РАН +7 (831) 4385037 konstantin@ipm.sci-nnov.ru ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия

Кудряшов Михаил Александрович

ГОУ ВПО «Нижегородский государственный университет» +7 (905) 1935738 Kudryashov@phys.unn.ru пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950, Россия

Кузин Сергей Вадимович

Учреждение Российской академии наук Физический институт им. П. Н. Лебедева РАН +7 (499) 1326949 kuzin@sci.lebedev.ru Ленинский проспект, 53, ГСП-1, Москва, 119991, Россия

Кузнецов Владимир Иванович

Учреждение Российской академии наук Институт проблем технологии микроэлектроники и особочистых материалов РАН +7 (49652) 44042 kvi@iptm.ru ул. Институтская 6, Черноголовка, Московская обл., 142432, Россия

Кукушкин Игорь Владимирович

Учреждение Российской академии наук Институт физики твердого тела РАН +7 (496) 5222572 kukush@issp.ac.ru Институтская ул., 2, Черноголовка, Мос. обл.,142432, Россия

Кукушкин Владимир Алексеевич

Учреждение Российской академии наук Институт прикладной физики РАН +7 (831) 4164894 vakuk@appl.sci-nnov.ru ул. Ульянова, 46, Нижний Новгород, 603950, Россия

Кулаковский Владимир Дмитриевич

Учреждение Российской академии наук Институт физики твердого тела РАН +7 (496) 5222691 kulakovs@issp.ac.ru Институтская ул., 2, Черноголовка, Московская обл.,142432, Россия

Кулик Леонид Викторович

Учреждение Российской академии наук Институт физики твердого тела РАН +7 (496) 5224418 kulik@issp.ac.ru Институтская ул., 2, Черноголовка, Мос. обл.,142432, Россия

Курин Владислав Викторович

Учреждение Российской академии наук Институт физики микроструктур РАН +7 (831) 4385062 kurin@ipm.sci-nnov.ru ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия

Курицын Дмитрий Игоревич

Учреждение Российской академии наук Институт физики микроструктур РАН +7 (831) 4385037 dk@ipm.sci-nnov.ru ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия

Латышев Александр Васильевыч

Учреждение Российской академии наук Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова Сибирского отделения РАН +7 (383) 3331080 latyshev@thermo.isp.nsc.ru пр. Ак. Лаврентьева, 13, Новосибирск, 630090, Россия

Латышев Юрий Ильич

Учреждение Российской академии наук Институт радиотехники и электроники им. В.А.Котельникова РАН +7 (495) 6293656 yurilatyshev@yahoo.com Моховая, 11/7, Москва, 125009, Россия

Лебедев Александр Александрович

Учреждение Российской академии наук Физикотехнический институт им. А.Ф. Иоффе РАН +7 (812) 2927125 shura.lebe@mail.ioffe.ru ул. Политехническая, 26, Санкт-Петербург, 194021, Россия

Лобанов Сергей Владимирович

ФГОУ ВПО «Московский государственный университет имени М.В.Ломоносова» +7 (925) 0325238 gravitonmsu@mail.ru Ленинские горы, 1, стр. 2, ГСП-1, Москва, 119991, Россия

Лобанов Дмитрий Николаевич

Учреждение Российской академии наук Институт физики микроструктур РАН +7 (831) 4385037 dima@ipm.sci-nnov.ru ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия

Лозовик Юрий Ефремович

Учреждение Российской академии наук Институт спектроскопии РАН +7 (496) 7510881 lozovik@isan.troitsk.ru ул. Физическая, 5, Троицк, Московская обл., 142190, Россия

Лопатин Алексей Яковлевич

Учреждение Российской академии наук Институт физики микроструктур РАН +7 (831) 4385313 lopatin@ipm.sci-nnov.ru ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия

Лысенко Вадим Григорьевич

Учреждение Российской академии наук Институт проблем технологии микроэлектроники и особочистых материалов РАН +49 (351) 46333432 lyss@iapp.de ул. Институтская 6, Черноголовка, Московская обл., 142432, Россия

Маловичко Иван Михайлович

ЗАО «НТ-МДТ» +7 (929) 6155138 malov@ntmdt.ru Корпус 100, Зеленоград, 124482, Россия

Мамин Ринат Файзрахманович

Учреждение Российской академии наук Казанский физикотехнический институт им. Е. К. Завойского Казанского научного центра РАН +7 (843) 2319123 +4 mamin@kfti.knc.ru ул. Сибирский тракт, 10/7, Казань, Республика Татарстан, 420029, Россия

Маремьянин Кирилл Владимирович

Учреждение Российской академии наук Институт физики микроструктур РАН +7 (831) 4385037 kirillm@ipm.sci-nnov.ru ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия

Мартынович Евгений Федорович

Иркутский филиал Учреждения Российской академии наук Института лазерной физики Сибирского отделения РАН +7 (3952) 512160 filial@ilph.irk.ru ул. Лермонтова, 130a, Иркутск, 664033, Россия

Мастеров Дмитрий Вячеславович

Учреждение Российской академии наук Институт физики микроструктур РАН +7 (831) 4385555 masterov@ipm.sci-nnov.ru ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия

Машин Александр Иванович

ГОУ ВПО «Нижегородский государственный университет» +7 (831) 4656475 mashin@phys.unn.ru пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950, Россия

Медведев Вячеслав Валерьевич

Учреждение Российской академии наук Институт спектроскопии РАН +7 (0000) 0000000 medvedev@isan.troitsk.ru ул. Физическая, 5, Троицк, Московская обл., 142190, Россия

Мейлихов Евгений Залманович

Российский научный центр «Курчатовский институт» +7 (499) 1967684 meilikhov@imp.kiae.ru пл. Академика Курчатова, 1, Москва, 123182, Россия

Мельников Александр Сергеевич

Учреждение Российской академии наук Институт физики микроструктур РАН +7 (831) 4607580 melnikov@ipm.sci-nnov.ru ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия

Миронов Сергей Викторович

Учреждение Российской академии наук Институт физики микроструктур РАН +7 (951) 9142322 sermironov@rambler.ru ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия

Миронов Алексей Юрьевич

Учреждение Российской академии наук Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова Сибирского отделения РАН +7 (383) 3306733 lexw@rambler.ru пр. Ак. Лаврентьева, 13, Новосибирск, 630090, Россия

Миронов Виктор Леонидович

Учреждение Российской академии наук Институт физики микроструктур РАН +7 (831) 4385313 mironov@ipm.sci-nnov.ru ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия

Митрофанов Александр Викторович

Учреждение Российской академии наук Физический институт им. П. Н. Лебедева РАН +7 (499) 1357921 mitrofa@sci.lebedev.ru Ленинский проспект, 53, ГСП-1, Москва, 119991, Россия

Михайлов Геннадий Михайлович

Учреждение Российской академии наук Институт проблем технологии микроэлектроники и особочистых материалов РАН +7 (49652) 44181 mikhailo@ipmt-hpm.ac.ru ул. Институтская 6, Черноголовка, Московская обл.,

Михайлов Николай Николаевич

142432, Россия

Учреждение Российской академии наук Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова Сибирского отделения РАН +7 (383) 3304967 mikhailov@isp.nsc.ru пр. Ак. Лаврентьева, 13, Новосибирск, 630090, Россия

Моисеев Константин Дмитриевич

Учреждение Российской академии наук Физикотехнический институт им. А.Ф. Иоффе РАН +7 (812) 2927929 mkd@iropt2.ioffe.rssi.ru ул. Политехническая, 26, Санкт-Петербург, 194021, Россия

Молдавская Любовь Давидовна

Учреждение Российской академии наук Институт физики микроструктур РАН +7 (831) 4385535 lmd@ipm.sci-nnov.ru ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия

Морозов Александр Игоревич

ГОУ ВПО «Московский государственный институт радиотехники, электроники и автоматики (технический университет)» +7 (495) 4330311 morosov@mirea.ru

пр. Вернадского, 78, Москва, 119454, Россия

Морозов Сергей Вячеславович

Учреждение Российской академии наук Институт физики микроструктур РАН +7 (831) 4385037 more@ipm.sci-nnov.ru ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия

Морозова Елена Николаевна

Учреждение Российской академии наук Институт радиотехники и электроники им. В.А.Котельникова РАН +7 (495) 6293394 elena.morozova@gmail.com Моховая, 11/7, Москва, 125009, Россия

Мурзина Татьяна Владимировна

ФГОУ ВПО «Московский государственный университет имени М.В.Ломоносова» +7 (495) 9393669 murzina@mail.ru Ленинские горы, 1, стр. 2, ГСП-1, Москва, 119991, Россия

Назаренко Максим Вадимович

Санкт-Петербургский физико-технологический научнообразовательный центр РАН +7 (921) 9819794 nz.phone@mail.ru ул. Хлопина, 8, корп. 3, Санкт-Петербург, 195220, Россия

Нарайкин Олег Степанович

Российский научный центр «Курчатовский институт» +7 (499) 1969232 Naraikin@kiae.ru пл. Академика Курчатова, 1, Москва, 123182, Россия

Неведомский Владимир Николаевич

Учреждение Российской академии наук Физикотехнический институт им. А.Ф. Иоффе РАН +7 (911) 7458530 nevedom@mail.ioffe.ru ул. Политехническая, 26, Санкт-Петербург, 194021, Россия

Нежданов Алексей Владимирович

ГОУ ВПО «Нижегородский государственный университет» +7 (831) 4621712 nezhdanov@phys.unn.ru пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950, Россия

Неизвестный Игорь Георгиевич

Учреждение Российской академии наук Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова СО РАН +7 (383) 3332367 neizv@isp.nsc.ru пр. Ак. Лаврентьева, 13, Новосибирск, 630090, Россия

Никитенко Юрий Васильевич

Лаборатория нейтронной физики им. И.М. Франка, Объединённый Институт Ядерных Исследований +7 (49621) 65155 nikiten@nf.jinr.ru ул. Жолио-Кюри, 6, Дубна Московской обл., 141980, Россия

Никитов Сергей Аполлонович

Учреждение Российской академии наук Институт радиотехники и электроники им. В.А.Котельникова РАН +7 (495) 6293387 nikitov@cplire.ru Моховая, 11/7, Москва, 125009, Россия

Оболенский Сергей Владимирович

ГОУ ВПО «Нижегородский государственный университет» +7 (831) 656032 obolensk@rf.unn.ru пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950, Россия

Образцова Елена Дмитриевна

Учреждение Российской академии наук Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН +7 (499) 5038206 elobr@mail.ru ул. Вавилова, 38, Москва, 119991, Россия

Огнев Алексей Вячеславович

ГОУ ВПО «Дальневосточный государственный университет» +7 (924) 2302008 ognevav@gmail.com ул. Суханова, 8, Владивосток, 690950, Россия

Ожегов Роман Викторович

ГОУ ВПО «Московский педагогический государственный университет» +7 (499) 2468899 Ozhegov_Roman@mail.ru ул. М. Пироговская,1, Москва, 119991, Россия

Орлова Екатерина Евгеньевна

Учреждение Российской академии наук Институт физики микроструктур РАН +7 (831) 4385037 orlova@ipm.sci-nnov.ru ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия

Павлов Сергей Геннадьевич

Учреждение Российской академии наук Институт физики микроструктур РАН +7 (831) 4385057 serpavlov@yandex.ru ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия
Панин Александр Николаевич Учреждение Российской академии наук Институт физики микроструктур РАН

никроструктур гАн +7 (831) 4385732 +160 panin@ipm.sci-nnov.ru ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия

Панкратов Андрей Леонидович

Учреждение Российской академии наук Институт физики микроструктур РАН +7 (905) 1913223 alp@ipm.sci-nnov.ru ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия

Парафин Алексей Евгеньевич

Учреждение Российской академии наук Институт физики микроструктур РАН +7 (831) 4385535 parafin@ipm.sci-nnov.ru ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия

Пашкин Юрий Александрович

Nano Electronics Research Laboratories, NEC Corporation +81 (29) 8502602 pashkin@zp.jp.nec.com 34 Miyukigaoka, Tsukuba, Ibaraki 305-8501, Japan

Перов Анатолий Александрович

ГОУ ВПО «Нижегородский государственный университет» +7 (831) 4656255 perov@phys.unn.ru пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950, Россия

Пестов Алексей Евгеньевич

Учреждение Российской академии наук Институт физики микроструктур РАН +7 (831) 4385603 aepestov@ipm.sci-nnov.ru ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия

Петров Владимир Никифорович

ГОУ ВПО «Санкт-Петербургский государственный политехнический университет» +7 (812) 9572038 petrov@tuexph.stu.neva.ru Политехническая ул., д. 29, С.-Петербург, 195251, Россия

Петрова Мария Геннадьевна

Учреждение Российской академии наук Физический институт им. П. Н. Лебедева РАН +7 (499) 1326410 arwen-mipt@yandex.ru Ленинский пр., 53, ГСП-1, Москва, 119991, Россия

Пименов Игорь Викторович

Учреждение Российской академии наук Институт физики микроструктур РАН +7 (831) 385185 pimenov@ipm.sci-nnov.ru ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия

Плохов Дмитрий Игоревич

Учреждение Российской академии наук Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН +7 (926) 3738339 dmitry.plokhov@gmail.com ул. Вавилова, 38, Москва, 119991, Россия

Полковников Владимир Николаевич

Учреждение Российской академии наук Институт физики микроструктур РАН +7 (831) 4385603 kiniokop@rambler.ru ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия

Попков Анатолий Федорович

ФГУП «Научно-исследовательский институт физических проблем им. Ф.В. Лукина» +7 (499) 7344029 afpopkov@inbox.ru проезд 4806, дом 6, Зеленоград, 124460, Россия

Попов Вячеслав Валентинович

Саратовский филиал Учреждения Российской академии наук Института радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН +7 (8452) 272401 popov@soire.renet.ru ул. Зеленая, 38, Саратов, 410019, Россия

Попов Владимир Геннадьевич

Учреждение Российской академии наук Институт проблем технологии микроэлектроники и особочистых материалов РАН +7 (49652) 44016 popov@iptm.ru ул. Институтская 6, Черноголовка, Моск. обл., 142432, Россия

Порошин Владимир Николаевич

Институт физики национальной академии наук Украины +38 (044) 5251080 poroshin@iop.kiev.ua проспект Науки, 46, Киев, 03680, Украина

Прозорова Людмила Андреевна

Учреждение Российской академии наук Институт физичеких проблем РАН +7 (499) 1370998 prozorova@kapitza.ras.ru ул. Косыгина, 2, Москва, 119334, Россия

Прокофьева Марина Михайловна

ГОУ ВПО «Нижегородский государственный университет» +7 (831) 4656365 marinaprkfeva@rambler.ru пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950, Россия

Прокудина Мария Генадьевна

Учреждение Российской академии наук Институт физики твердого тела РАН +7 (49652) 22946 musek@yandex.ru Институтская ул., 2, Черноголовка, Мос. обл.,142432, Россия

Пряхин Дмитрий Александрович

Учреждение Российской академии наук Институт физики микроструктур РАН +7 (831) 4323980 pda@ipm.sci-nnov.ru ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия

Пудалов Владимир Моисеевич

Учреждение Российской академии наук Физический институт им. П. Н. Лебедева РАН +7 (0000) 0000000 pudalov@lebedev.ru Ленинский проспект, 53, ГСП-1, Москва, 119991, Россия

Пудонин Федор Алексеевич

Учреждение Российской академии наук Физический институт им. П. Н. Лебедева РАН +7 (499) 1326757 fedor-pudonin@rambler.ru Ленинский проспект, 53, ГСП-1, Москва, 119991, Россия

Пунегов Василий Ильич

Учреждение Российской академии наук Коми научный центр Уральского отделения РАН +7 (8212) 246242 punegv@rambler.ru ул. Коммунистическая д.24, г. Сыктывкар, 167982, Россия

Пчеляков Олег Петрович

Учреждение Российской академии наук Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова СО РАН +7 (383) 3333502 pch@isp.nsc.ru пр. Ак. Лаврентьева, 13, Новосибирск, 630090, Россия

Рагозин Евгений Николаевич

Учреждение Российской академии наук Физический институт им. П. Н. Лебедева РАН +7 (499) 1326329 enragozin@sci.lebedev.ru Ленинский проспект, 53, ГСП-1, Москва, 119991, Россия

Ревин Дмитрий Геннадьевич

The University of Sheffield +44 (114) 2223599 d.revin@sheffield.ac.uk Hicks Building, Hounsfield Road, Sheffield, S3 7RH, United Kingdom

Рогачев Денис Николаевич

Учреждение Российской академии наук Институт физики микроструктур РАН +7 (831) 4675313 den20031988@rambler.ru ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия

Романец Александр

ЗАО «НТ-МДТ» +7 (499) 7350305 san-romanets@yandex.ru Корпус 100, Зеленоград, 124482, Россия

Романов Юрий Анатольевич

Учреждение Российской академии наук Институт физики микроструктур РАН +7 (831) 4385037 demidov@ipm.sci-nnov.ru ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия

Романовский Михаил Юрьевич

Российская академия наук +7 (495) 9543320 myrom@gpad.ac.ru Ленинский просп., 14, Москва, 119991, Россия

Рощупкин Дмитрий Валентинович

Учреждение Российской академии наук Институт проблем технологии микроэлектроники и особочистых материалов РАН +7 (49652) 44058

rochtch@iptm.ru ул. Институтская 6, Черноголовка, Моск. обл., 142432, Россия

Румянцева Татьяна Сергеевна

Российский научный центр «Курчатовский институт» +7 (906) 0518494 rumyanceva-tatyana@yandex.ru пл. Академика Курчатова, 1, Москва, 123182, Россия

Русина Галина Геннадьевна

Учреждение Российской академии наук Институт физики прочности и материаловедения Сибирского отделения РАН +7 (3822) 286943 rusina@ispms.tsc.ru пр. Академический, 4/1, Томск, 634021, Россия

Рыжов Денис Андреевич

Учреждение Российской академии наук Институт физики микроструктур РАН +7 (831) 4385185 ryzhov@ipm.sci-nnov.ru ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия

Рыльков Владимир Васильевич

Российский научный центр «Курчатовский институт» +7 (499) 1967724 vvrylkov@mail.ru пл. Академика Курчатова, 1, Москва, 123182, Россия

Рябова Людмила Ивановна

ФГОУ ВПО «Московский государственный университет имени М.В.Ломоносова» +7 (495) 9391151 mila@mig.phys.msu.ru Ленинские горы, 1, стр. 2, ГСП-1, Москва, 119991, Россия

Рязанов Валерий Владимирович

Учреждение Российской академии наук Институт физики твердого тела РАН +7 (496) 5222574 ryazanov@issp.ac.ru Институтская ул., 2, Черноголовка, Моск. обл.,142432, Россия

Савельев Иван Сергеевич

ООО «Прецизионные технологии» +7 (812) 3733370 ivan@x-energo.com ул. Алтайская, 12-34, Санкт-Петербург, 196066, Россия

Савин Владимир

ЗАО «НТ-МДТ» +7 (499) 9135737 savin@ntmdt.ru Корпус 100, Зеленоград, 124482, Россия

Савинов Денис Александрович

Учреждение Российской академии наук Институт физики микроструктур РАН +7 (831) 4385185 +257 savinovda@ipm.sci-nnov.ru ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия

Садовский Иван Александрович

Учреждение Российской академии наук Институт теоретической физики имени Л.Д.Ландау РАН +7 (926) 3842208 ivan.sadovsky@gmail.com пр. Академика Семенова, 1а, Черноголовка, Московская обл., 142432, Россия

Садофьев Юрий Григорьевич

Trion Technology +1 (480) 9688818 sadofyev@hotmail.com 1025 South 52nd Street, Tempe, AZ 85281, USA

Салащенко Николай Николаевич

Учреждение Российской академии наук Институт физики микроструктур РАН +7 (831) 4607692 salashch@ipm.sci-nnov.ru ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия

Самохвалов Алексей Владимирович

Учреждение Российской академии наук Институт физики микроструктур РАН +7 (831) 4385037 samokh@ipm.sci-nnov.ru ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия

Сапожников Максим Викторович

Учреждение Российской академии наук Институт физики микроструктур РАН +7 (831) 4385185 msap@ipm.sci-nnov.ru ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия

Саранин Александр Александрович

Учреждение Российской академии наук Институт автоматики и процессов управления Дальневосточного отделения Российской академии наук +7 (4232) 310426 saranin@iacp.dvo.ru ул. Радио, 5, Владивосток, 690041, Россия

Сатанин Аркадий Михайлович

ГОУ ВПО «Нижегородский государственный университет» +7 (831) 4656255 sarkady@mail.ru пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950, Россия

Семенов Валентин Георгиевич

ФГОУ ВПО «Санкт-Петербургский государственный университет» +7 (812) 4286777 val_sem@mail.ru ул. Ульяновская, 1, Санкт-Петербург, 198504, Россия

Семенов Алексей Николаевич

Учреждение Российской академии наук Физикотехнический институт им. А.Ф. Иоффе РАН +7 (812) 2927124 semenov@beam.ioffe.ru ул. Политехническая, 26, Санкт-Петербург, 194021, Россия

Сибельдин Николай Николаевич

Учреждение Российской академии наук Физический институт им. П. Н. Лебедева РАН +7 (499) 1351059 sibeldin@sci.lebedev.ru Ленинский проспект, 53, ГСП-1, Москва, 119991, Россия

Сибирёв Николай Владимирович

Санкт-Петербургский физико-технологический научнообразовательный центр РАН +7 (812) 5345805 +5642 NickSibirev@yandex.ru ул. Хлопина, 8, корп. 3, Санкт-Петербург, 195220, Россия

Сизенев Виктор Семенович

ОАО «Композит» +7 (495) 5132050 instbe@gmail.com ул. Пионерская, 4, Королев, 141070, Россия

Силаев Михаил Андреевич

Учреждение Российской академии наук Институт физики микроструктур РАН +7 (831) 4385185 msilaev@ipm.sci-nnov.ru ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия

Силкин Вячеслав Михайлович

Университет страны басков +34 (943) 018284 waxslavs@sc.ehu.es Paseo de Manuel Lardizabal, 4, San Sebastian, 20018, Spain

Сипрова Светлана Викторовна

ГОУ ВПО «Нижегородский государственный университет» +7 (831) 4621712 vikssi@yandex.ru пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950, Россия

Скороходов Евгений Владимирович

Учреждение Российской академии наук Институт физики микроструктур РАН +7 (831) 4385555 evgeny@ipm.sci-nnov.ru ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия

Скрыль Антон Сергеевич

Учреждение Российской академии наук Институт физики микроструктур РАН +7 (831) 4385603 antoshka_rfslf@mail.ru ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия

Слемзин Владимир Алексеевич

Учреждение Российской академии наук Физический институт им. П. Н. Лебедева РАН +7 (499) 1357921 slem@lebedev.ru Ленинский проспект, 53, ГСП-1, Москва, 119991, Россия

Смирнов Константин Владимирович

Закрытое акционерное общество «Сверхпроводниковые нанотехнологии» +7 (499) 2461202 smirnov@scontel.ru ул. Россолимо, д.5/22, стр.1, Москва, 119021, Россия

Смолянкина Ольга Юрьевна

ГОУ ВПО «Омский государственный университет им. Ф.М. Достоевского» +7 (913) 6117713 smolyankina.olga@gmail.com пр. Мира, 55а, Омск, 644077, Россия

Собакинская Екатерина Александровна

Учреждение Российской академии наук Институт физики микроструктур РАН +7 (831) 607648 katja@ipm.sci-nnov.ru ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия

Соболев Александр Сергеевич

Учреждение Российской академии наук Институт радиотехники и электроники им. В.А.Котельникова РАН +7 (495) 6293418 sobolev@hitech.cplire.ru Моховая, 11/7, Москва, 125009, Россия

Соловьев Игорь Игоревич

Научно-исследовательский институт ядерной физики им. Д.В. Скобельцына, Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова +7 (495) 9394351 isol@phys.msu.ru Ленинские горы, 1, стр. 2, ГСП-1, Москва, 119991, Россия

Сошников Илья Петрович

Учреждение Российской академии наук Физикотехнический институт им. А.Ф. Иоффе РАН +7 (812) 5345805 ipsosh@beam.ioffe.ru ул. Политехническая, 26, Санкт-Петербург, 194021, Россия

Спиваков Александр Георгиевич

Учреждение Российской академии наук Институт физики микроструктур РАН +7 (831) 4385037 spag@ipm.sci-nnov.ru ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия

Спирин Кирилл Евгеньевич

Учреждение Российской академии наук Институт физики микроструктур РАН +7 (831) 4385037 spirink@ipm.sci-nnov.ru ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия

Стогний Александр Иванович

ГНПО «Научно-практический центр НАН Беларуси по материаловедению» +375 (017) 2841306 stognij@ifttp.bas-net.by ул. П. Бровки, 19, Минск, 220072, Республика Беларусь

Струля Игорь Леонардович

ОАО «Композит» +7 (495) 3025187 stroulea@yandex.ru ул. Пионерская, 4, Королев, 141070, Россия

Суворов Эрнест Витальевич

Учреждение Российской академии наук Институт физики твердого тела РАН +7 (495) 221978 suvorov@issp.ac.ru Институтская ул., 2, Черноголовка, Мос. обл.,142432, Россия

Сыресин Евгений Михайлович

Объединённый институт ядерных исследований +7 (49621) 65321 syresin@nusun.jinr.ru ул. Жолио-Кюри, 6 Дубна, Московская область, 141980, Россия

Татарский Дмитрий Аркадьевич

Учреждение Российской академии наук Институт физики микроструктур РАН +7 (831) 4385313 +121 AgentTatar@mail.ru ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия

Тележников Алексей Валентинович

ГОУ ВПО «Нижегородский государственный университет» +7 (831) 4656255 telezhnikov@phys.unn.ru пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950, Россия

Терехов Александр Сергеевич

Учреждение Российской академии наук Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова Сибирского отделения РАН +7 (0000) 00000000 terek@thermo.isp.nsc.ru пр. Ак. Лаврентьева, 13, Новосибирск, 630090, Россия

Терещенко Олег Евгеньевич

Учреждение Российской академии наук Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова Сибирского отделения РАН +7 (383) 3304475 teresh@thermo.isp.nsc.ru

пр. Ак. Лаврентьева, 13, Новосибирск, 630090, Россия

Тетельбаум Давид Исаакович

Научно-исследовательский физико-технический институт ННГУ +7 (831) 4656914 tetelbaum@phys.unn.ru пр. Гагарина 23/3, Нижний Новгород, 603950, Россия

Тимофеев Владислав Борисович

Учреждение Российской академии наук Институт физики твердого тела РАН +7 (496) 5222914 timofeev@issp.ac.ru Институтская ул., 2, Черноголовка, Мос. обл.,142432, Россия

Тимошенко Виктор Юрьевич

ФГОУ ВПО «Московский государственный университет имени М.В.Ломоносова» +7 (495) 9391944 timoshen@phys.msu.ru Ленинские горы, 1, стр. 2, ГСП-1, Москва, 119991, Россия

Титков Александр Николаевич

Учреждение Российской академии наук Физикотехнический институт им. А.Ф. Иоффе РАН +7 (812) 2927317 Alexander.Titkov@mail.ioffe.ru ул. Политехническая, 26, Санкт-Петербург, 194021, Россия

Тиходеев Сергей Григорьевич

Учреждение Российской академии наук Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН +7 (916) 3852262 tikh@gpi.ru ул. Вавилова, 38, Москва, 119991, Россия

Толстихина Алла Леонидовна

Учреждение российской академии наук институт кристаллографии им. А.В. Шубникова РАН +7 (499) 1351100 alla@ns.crys.ras.ru Ленинский пр-т, 59, Москва, 119333, Россия

Торопов Михаил Николаевич

Учреждение Российской академии наук Институт физики микроструктур РАН +7 (831) 4385313 write75@rambler.ru ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия

Трушин Владимир Николаевич

Научно-исследовательский физико-технический институт ННГУ +7 (831) 4655161 trushin@phys.unn.ru пр. Гагарина 23/3, Нижний Новгород, 603950, Россия

Турлапов Андрей В

Учреждение Российской академии наук Институт прикладной физики РАН +7 (831) 4164828 turlapov@appl.sci-nnov.ru ул. Ульянова, 46, Нижний Новгород, 603950, Россия

Удалов Олег Георгиевич

Учреждение Российской академии наук Институт физики микроструктур РАН +7 (831) 4385313 udalov@ipm.sci-nnov.ru ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия

Уздин Валерий Моисеевич

ФГОУ ВПО «Санкт-Петербургский государственный университет» +7 (812) 3733692 v_uzdin@mail.ru ул. Ульяновская, 1, Санкт-Петербург, 198504, Россия

Успенская Людмила Сергеевна

Учреждение Российской академии наук Институт физики твердого тела РАН +7 (916) 6459697 uspenska@issp.ac.ru Институтская ул., 2, Черноголовка, Моск. обл.,142432, Россия

Устинов Алексей Валентинович

Karlsruhe Institute of Technology (KIT), Physikalisches Institut +49 (721) 6083455 ustinov@pi.uka.de Wolfgang-Gaede-Str. 1, Karlsruhe, D-76131 Germany

Уткин Анатолий Анатольевич Учреждение Российской академии наук Институт физики микроструктур РАН +7 (831) 4385185 tolik@ipm.sci-nnov.ru ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия

Ушаков Дмитрий Владимирович

Белорусский государственный университет +375 (29) 5017190 UshakovDV@bsu.by пр. Независимости 4, Минск, 220030, Республика Беларусь

Фальковский Леонид Александрович

Учреждение Российской академии наук Институт теоретической физики имени Л.Д.Ландау РАН +7 (495) 7029317 falk@itp.ac.ru пр. Академика Семенова, 1а, Черноголовка, Московская обл., 142432, Россия

Фатеев Денис Васильевич

Саратовский филиал Учреждения Российской академии наук Института радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН +7 (8452) 511179 FateevDV@yandex.ru ул. Зеленая, 38, Саратов, 410019, Россия

Федоров Кирилл Геннадьевич

Учреждение Российской академии наук Институт физики микроструктур РАН +7 (831) 2781912 kirill.fedorov@pi.uka.de ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия

Фетисов Юрий Константинович

ГОУ ВПО «Московский государственный институт радиотехники, электроники и автоматики (технический университет)» +7 (495) 4349143 fetisov@mirea.ru пр. Вернадского, 78, Москва, 119454, Россия

Фетисов Леонид Юрьевич

ФГОУ ВПО «Московский государственный университет имени М.В.Ломоносова» +7 (916) 1287383 fetisovl@yandex.ru Ленинские горы, 1, стр. 2, ГСП-1, Москва, 119991, Россия

Филатов Дмитрий Олегович

ГОУ ВПО «Нижегородский государственный университет» +7 (831) 4658709 dmitry_filatov@inbox.ru пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950, Россия

Фирсов Дмитрий Анатольевич

ГОУ ВПО «Санкт-Петербургский государственный политехнический университет» +7 (812) 5529671 dmfir@rphf.spbstu.ru Политехническая ул., д. 29, С.-Петербург, 195251, Россия

Фомин Лев Александрович

Учреждение Российской академии наук Институт проблем технологии микроэлектроники и особочистых материалов РАН +7 (49652) 44255 fomin@ipmt-hpm.ac.ru ул. Институтская 6, Черноголовка, Московская обл., 142432, Россия

Фраерман Андрей Александрович

Учреждение Российской академии наук Институт физики микроструктур РАН +7 (831) 4324043 andr@ipm.sci-nnov.ru ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия

Хазанова Софья Владиславовна

ГОУ ВПО «Нижегородский государственный университет» +7 (831) 4656374 khazanova@phys.unn.ru пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950, Россия

Хайдуков Юрий Николаевич

Объединённый институт ядерных исследований +7 (49621) 62875 khaiduk@nf.jinr.ru ул. Жолио-Кюри, 6 Дубна, Московская область, 141980, Россия

Хаймович Иван Михайлович

Учреждение Российской академии наук Институт физики микроструктур РАН +7 (951) 9098381 hai@ipm.sci-nnov.ru ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия

Ханин Андрей Константинович

Российский научный центр «Курчатовский институт» +7 (499) 1967772 Koryabina_EN@Rrcki.ru пл. Академика Курчатова, 1, Москва, 123182, Россия

Хапугин Олег Евгеньевич

ГОУ ВПО «Нижегородский государственный университет» +7 (831) 9081651043 oillukoil@yandex.ru пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950, Россия

Хизриев Камал Шахбанович

Учреждение Российской академии наук Институт физики им. Х.И. Амирханова Дагестанского научного центра РАН +7 (8722) 626675 kamal71@mail.ru ул. М. Ярагского, 94, Махачкала, Республика Дагестан, 367003, Россия

Ходан Анатолий Николаевич

Учреждение Российской академии наук Институт физической химии и электрохимии им. А.Н. Фрумкина РАН +7 (916) 1023288 anatole.khodan@gmail.com Ленинский пр., дом 31, Москва 119991 Россия

Хомицкий Денис Владимирович

ГОУ ВПО «Нижегородский государственный университет» +7 (910) 3836601 khomitsky@phys.unn.ru пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950, Россия

Хохлов Алексей Ремович

ФГОУ ВПО «Московский государственный университет имени М.В.Ломоносова» +7 (495) 9391013 khokhlov@polly.phys.msu.ru Ленинские горы, 1, стр. 2, ГСП-1, Москва, 119991, Россия

Хохлов Дмитрий Ремович

ФГОУ ВПО «Московский государственный университет имени М.В.Ломоносова» +7 (495) 9391151 khokhlov@mig.phys.msu.ru Ленинские горы, 1, стр. 2, ГСП-1, Москва, 119991, Россия

Храмков Роман Александрович

Учреждение Российской академии наук Институт физики микроструктур РАН +7 (831) 4385313 president_2007@mail.ru ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия

Цветков Виталий Анатольевич

Учреждение Российской академии наук Физический институт им. П. Н. Лебедева РАН +7 (499) 1326345 tsv@sci.lebedev.ru Ленинский проспект, 53, ГСП-1, Москва, 119991, Россия

Цыбин Николай Николаевич

Учреждение Российской академии наук Институт физики микроструктур РАН +7 (831) 4385555 tsybinikola@yahoo.com ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия

Цырлин Георгий Эрнстович

Учреждение Российской академии наук Институт автоматизации проектирования РАН +7 (812) 9056907 cirlin@beam.ioffe.ru 2-ая Брестская ул, 19/18, Москва, 123056, Россия

Чаплик Александр Владимирович

Учреждение Российской академии наук Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова СО РАН +7 (383) 3333264 chaplik@isp.nsc.ru пр. Ак. Лаврентьева, 13, Новосибирск, 630090, Россия

Чеботкевич Людмила Алексеевна

ГОУ ВПО «Дальневосточный государственный университет» +7 (0000) 000000 lach@phys.dvgu.ru ул. Суханова, 8, Владивосток, 690950, Россия

Чугров Иван Александрович

ГОУ ВПО «Нижегородский государственный университет» +7 (831) 4656475 chugrov@phys.unn.ru пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950, Россия

Чумаков Александр Игоревич

European Synchrotron Radiation Facility +33 (4) 76882352 chumakov@esrf.fr 6 rue Jules Horowitz, Grenoble, F-38043, France

Чунарева Алена Валерьевна

Учреждение Российской академии наук Физикотехнический институт им. А.Ф. Иоффе РАН +7 (921) 6359405 alena.chunareva@mail.ru ул. Политехническая, 26, Санкт-Петербург, 194021, Россия

Чхало Николай Иванович

Учреждение Российской академии наук Институт физики микроструктур РАН +7 (831) 4385603 chkhalo@ipm.sci-nnov.ru ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия

Шалеев Михаил Владимирович

Учреждение Российской академии наук Институт физики микроструктур РАН +7 (904) 3904343 shaleev@ipm.sci-nnov.ru ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия

Шамирзаев Тимур Сезгирович

Учреждение Российской академии наук Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова СО РАН +7 (383) 3304475 timur@thermo.isp.nsc.ru пр. Ак. Лаврентьева, 13, Новосибирск, 630090, Россия

Шангина Елена Леонидовна

ГОУ ВПО «Московский педагогический государственный университет» +7 (499) 2461202 shangina@rplab.ru ул. М. Пироговская,1, Москва, 119991, Россия

Шашкин Владимир Иванович

Учреждение Российской академии наук Институт физики микроструктур РАН +7 (831) 4385536 sha@ipm.sci-nnov.ru ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия

Шевелько Александр Петрович

Учреждение Российской академии наук Физический институт им. П. Н. Лебедева РАН +7 (499) 1326951 shevelko@rambler.ru Ленинский проспект, 53, ГСП-1, Москва, 119991, Россия

Шевцов Виктор

ЗАО «НТ-МДТ» +7 (499) 9135737 shevtsov@ntmdt.ru Корпус 100, Зеленоград, 124482, Россия

Шестов Сергей Викторович

Учреждение Российской академии наук Физический институт им. П. Н. Лебедева РАН +7 (499) 1326597 sshestov@gmail.com Ленинский проспект, 53, ГСП-1, Москва, 119991, Россия

Шикин Александр Михайлович

ФГОУ ВПО «Санкт-Петербургский государственный университет» +7 (812) 4284367 ashikin@inbox.ru ул. Ульяновская, 1, Санкт-Петербург, 198504, Россия

Ширков Григорий Дмитриевич

Объединённый институт ядерных исследований +7 (0000) 0000000 shirkov@jinr.ru ул. Жолио-Кюри, 6, Дубна, Моск. обл., 141980, Россия

Шмаенок Леонид Айзикович

Phystex +31 (43) 3060214 phystex@ision.nl Jos Francotteweg 6c, 6291 GP, Vaals, Netherlands

Штейнман Эдуард Александрович

Учреждение Российской академии наук Институт физики твердого тела РАН +7 (496) 5225239 steinman@issp.ac.ru Институтская ул., 2, Черноголовка, Моск. обл.,142432, Россия

Шубина Татьяна Васильевна

Учреждение Российской академии наук Физикотехнический институт им. А.Ф. Иоффе РАН shubina@beam.ioffe.ru ул. Политехническая, 26, Санкт-Петербург, 194021, Россия

Шур Владимир Яковлевич

ГОУ ВПО «Уральский государственный университет им. А.М. Горького» +7 (343) 2617436 vladimir.shur@usu.ru пр. Ленина, 51, Екатеринбург, 620083, Россия

Щеглов Дмитрий Владимирович

Учреждение Российской академии наук Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова СО РАН +7 (383) 3309082 sheglov@thermo.isp.nsc.ru пр. Ак. Лаврентьева, 13, Новосибирск, 630090, Россия

Юзефович Ольга Игоревна

Физико-технический институт низких температур им. Б.И. Веркина Национальной академии наук Украины +38 (057) 3410907 yuzephovich@ilt.kharkov.ua Проспект Ленина, 47, Харьков, 61103, Украина

Юнин Павел Андреевич

Учреждение Российской академии наук Институт физики микроструктур РАН +7 (831) 2463704 pavlunia@mail.ru ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия

Юрасов Дмитрий Владимирович

Учреждение Российской академии наук Институт физики микроструктур РАН +7 (831) 4385037 Inquisitor@ipm.sci-nnov.ru ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия

Яблонский Артем Николаевич

Учреждение Российской академии наук Институт физики микроструктур РАН +7 (831) 4385037 yablonsk@ipm.sci-nnov.ru ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия

Яковлев Дмитрий Робертович

Учреждение Российской академии наук Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН +49 (231) 7553534 dmitri.yakovlev@tu-dortmund.de ул. Политехническая, 26, Санкт-Петербург, 194021, Россия

Яссиевич Ирина Николаевна

Учреждение Российской академии наук Физикотехнический институт им. А.Ф. Иоффе РАН +7 (812) 2927974 Irina.Yassievich@mail.ioffe.ru ул. Политехническая, 26, Санкт-Петербург, 194021, Россия

Яцишина Екатерина Борисовна

Российский научный центр «Курчатовский институт» +7 (499) 1967772 koval@kiae.ru пл. Академика Курчатова, 1, Москва, 123182, Россия

Яшунин Дмитрий Александрович

Учреждение Российской академии наук Институт прикладной физики РАН yashuninda@yandex.ru ул. Ульянова, 46, Нижний Новгород, 603950, Россия

АВТОРСКИЙ УКАЗАТЕЛЬ

A Abrosimov N.V. Ashhab S.	45 305
B Bayer M. Belenky G. Belyakov V.A., Bettac A. Bobkov A.M. Bobkova I.V. Böttger U. Boubanga-Tombet S. Bulanov S.V. Bushev P.	65 313 327 116 109, 163 109, 163 45 39 75 169
C Chandarsekhar N. Chen LM. Cockburn J.W. Cole J.H. Commin J.P. Coquillat D.	115 75 141 169 141 39, 43
D Daido H. Daito I. Debus J. Delage S. Drachenko O. Dyakonova N.	75 75 65 43 494 39, 43
E Eichholtz R. El Fatimy A Esirkepov T.Zh.	45 43 75
F Faenov A.Ya. Feltz A. Fettar F. Fröb H. Fukuda Y.	75 116 405 93 75
G Ganichev S.D. Gaquiere C. Gaska R. Gavrilov A.S. Glazyrin E.V. Gregorkiewicz T. Gurevich E.L.	38 43 471 137 449 273 225
H Ha Ngo Ngoc Hayashi Y. Helm M. Hergenröder R. Hiller D. Hintschich S.I. Hopkinson M. Hosoda T. Hu X. Hübers HW.	273 75, 61 494 225 441 93 141 313 471 45

J Joachim Ch.	115
K Kameshima T. Kando M Kaputkina N. Karpierz K. Kato Y. Kawachi T. Kawase K. Kazakov I.P. Kennedy K. Khodan A.N. Kipshidze G. Kiriyama H. Kittel S. Knap W. Koeble J. Koga J.K. Kościelska B. Kotaki H. Kozhevnikov I.V. Kravtsov E. Krysa A.B. Kukin V.N. Kukushkin I.V. Kulik L.V.	75 75 327 39 75 75 449 141 323, 584 313 75 225 39, 43 115 75 53 97 141 449 8 16
L Lampel G. Langner M. Lassailly Y. Leadley D.R. Leo K. Lisenfeld J. Łusakowski J.	207 93 207 121 93 169 39
M Ma J. Madjour K. Maier M. Meziani Y. Mikhailov G.M. Mori M. Müller C. Muravjov A.V.	75 43 115, 116 43 149 75 169 471
N Nori F.	305
O Oertel M. Okada H. Otsuji T.	115, 116 75 43
P Paget D. Pala N. Pankratov A.L. Paturi P. Pavlov S.G Peale R.E. Peeters F.M. Peretti J. Peverini L.	207 471 137 181 45 471 129 207 53

Pikuz T. Pirozhkov A.S. Plokhov D.I. Pohl HJ. Poisson M.A. Popov A.I. Popov V.V. Portal J C.	75 75 397 45 43 397 471 63
R Ragozin E.N. Redlich B. Revin D.G. Riemann H. Rüffer R.	75 45 141 45 268
S Sadofyev Yu.G. Samal N. Savinov S.A. Saxena H. Schneider H. Shastin V.N. Sheider H. Shkurinov A.P. Shkurinov A.P. Shmelev S.S. Shnirman A. Shterengas L. Shur M. Silaev M.A. Song F.	478 447, 448 449 471 61 45 494 585 449 169 313 171, 471 113 32
T Tajima T. Teppe F. Théron D.	75 39, 43 43
U Ueba Hiromu Ustinov A.V. Ustinov V.V.	219 169 97
V Vandenbrouk S. Veksler D.B. Videlier H.	43 471 39
W Wang X. Wang Y.L. Wei C.M. Weidmann S. Weiss T. Werner P. Witkowska A.	181 24 24 63 96, 461 459 36
Y Yoshikawa A.	181
Z Zacharias M. Zakharov N.D. Zhang S.Y. Zhukavin R.Kh. Ziegler E. Zvezdin A.K.	441 459 141 45 53 397

Α		Борбов А.И.	559	Гвиде Ф.	145
Аверин С.В.	417	Борисова С.Д.	221	Гельман А.И.	352
Аверкиев Н.С.	91	Бородин П.А.	263, 537	Генералов А.В.	223
Адамчик Д.А.	349	Боряков А.В.	482	Германенко А.В.	490
Азанов П.В.	563	Бржезинская М.М.	223	Гилинский А.М.	207
Акимов А.Б.	416	Бричкин А.С.	341	Гиппиус Н.А.	13, 96, 416,
Акципетров О.А.	338	Будагов Ю.А.	209		461
Аладышкин А.Ю.	287, 349, 350,	Буздин А.И.	111, 291	Гладченко Е.В.	259
	372	Буравлёв А.Д.	527	Гладышева Н.Б.	417
Александров В.В.	77, 590	Бурдейный Д.И.	18, 426	Глазов М.М.	91
Алексеев П.А.	543	Бурдов В.А.	423, 428	Голикова Т.Е.	107
Алешкин В.Я.	18, 143, 419,	Бурмистрова А.В.	161	Головня А.А.	127
	424, 426, 439,	Бухараев А.А.	152, 263, 319,	Голубев М.С.	573
	443, 458, 478		537	Голубев С.В.	233
Алкеев Н.В.	41/	БЫКОВ В.А.	230	I ОЛУООВ А.А Голиника Г.И	338
Альперович В.Л.	313 271 272 479	ьюрглер д.е.	392	тольцмант.п.	28, 34, 300,
Андреев Б.А.	2/1, 2/3, 4/8	р		Fanay II U	323
Андрианов А.А.	145	B Doğuğanı D D	147	Горан Л.И. Борбацара Б. А	329
Андроников Д.А.	555, 577 250	Байноерг Б.Б. Райшар Ю.А	14/	Гороачева с.А.	547 14
Андрюшечкин Б.Б.	239	Байнер Ю.А. Вайшитайн Ю.С	<i>33, 329, 012</i>	Гороунов А.Б.	14
Анкудинов А.D.	223 142 212 215	Dauhillieun IO.C. Daug \mathbf{P}	400	Гордеев П.Ю.	541
AHIOHOB A.D.	145, 215, 215, 15, 143, 147, 150	Dake D.JI.	50, 508, 505, 577	Горшков А.П. Горшков О Н	J41 135
	445, 447, 459,	Ball KOD B B	127 354	Горшков О.П.	435
	405, 505	Дальков Д.Д. Василерский М И	521	Горячев Д.П. Гохфан в Л М	354
Антонов д.А.	209	Василевский М.И.	1/13 313 //3	Голфельд Д.М. Грабовский F В	77 590
Апец ПЮ	567	Васильев В К	143, 515, 445 133	Грацев А Б	182
Аплеснин С С	119	Васильев ЮБ	145	Грибков Б А	55 151 201
Апакцеева Е М	467	Вахтомин Ю Б	34	I PHOROB D.71.	279 381 382
Арапкина П В	531	Вловинев С Н	151 381		395 567
Аронзон Б А	203 399	Веленеев А С	399	Грибов А Н	590
Артемьев Е М	379	Benovc B A	492	Гринук А Н	77 590
Артемьев М.Е.	389	Веревкин А.А.	525	Гронский П.В.	366
Астафьев О.	211	Вещунов И.С.	289	Грузнев Д.В.	51
Астров Ю.А.	225	Винников Л.Я.	289	Гуревич С.А.	333, 377
Афанаскин А.Ю.	533, 568	Винниченко М.Я.	313	Гусев О.Б.	431
Афоненко А.А.	419	Виноградов А.С.	223	Гусев С.А.	105, 151, 279,
Ахлестина С.А.	433	Виноградов Е.А.	548		381, 382, 403,
Ахсахалян А.А.	592	Виноградов Н.А.	223		555
Ахсахалян А.Д.	592	Винославский М.Н.	147	Гусев С.Н.	201
		Вихорева Ю.В.	517	Гутаковский А.К.	49
Б	10.4	Вихрова О.В.	341, 343, 393,	Гущин О.П.	209
Багаев В.С.	496	D	433, 473		
Баидакова Н.А.	339	Водолазов Д.Ю.	129, 287	Д	200
Байдусь Н.В.	147, 424, 488	Водопьянов А.В.	233	Давыдов А.Б.	399
Бакурский С.В.	559 254	Воицеховскии А.В.	333 102	Давыдов В.Ю.	333 170
Балаев Д.А.	334 20	Волгунов Д.1.	193 520	Данилов С.н.	1/9
Балакирев Б.Ю.	500	DOJIK I.P. Dojikop \mathbf{P} A	339	данилов Ю.А.	341, 343, 393, 122, 172
Барыков И.А.	55 540 602	DUJKUB D.A. Dojikup ΓC	500	Пошоровий 2 М	435, 475
Барышева М.М.	55, 549, 002 22	Володин А П	350	Дашевский З.М.	4/5
Бахнизин Г.Э.	22 421 445	Володин А.П.	143 313 443	Дворецкии С.А.	561
Белевский П Δ	147	Воронов Б М	145, 515, 44 5 28	Де Фильно дж. Перятор И А	161 356
Белов А И	435 482 517	Воронов М.М.	91	Девятов Э.В.	497
Бельков В В	60 475	Востоков Н В	363 429	Леев С М	85
Бельский А.Б.	209	Высонкий С.Л.	242	Леменев А.А.	13
Беляева А.И.	390			Дементьев П.А.	189, 543
Беляков В.А.	423, 428	Г		Демидов Е.В.	311
Беляков Л.В.	480	Гавриленко В.И	61, 143, 213,	Демидов Е.С.	201, 203, 435,
Бенгус С.В.	36	1	215, 447, 463,		517
Березовец В.А.	345		478, 494, 513	Демидова Н.Е.	435
Берт Н.А.	501	Гавриленко Л.В.	143, 213, 215,	Демина П.Б.	341, 488
Беспалов А.А.	549		426, 458	Демихов Е.И.	572
Беспалов А.В.	405, 535	Гаврилов С.С.	13	Демиховский В.Я.	117, 515
Бессонов В.О.	338	Гайнутдинов Р.В.	539	Денисенко М.В.	305
Бизяев Д.А.	319, 537	Гайслер В.А.	437	Денисов С.А.	250, 445
Бирюков А.А.	147, 424	Галеева А.В.	475	Денисова Е.А.	384
Богачев С.А.	227	Галкина Т.И.	557	Деребезов И.А.	437
Болтаев А.П.	154	I аничев С.Д.	179, 475	Джамалутдинова И.С	. 125, 414
ьондаренко Г.Н.	390	I атиятов Р.Г.	152	Дзебисашвили Д.М.	127

Дивочий А.В.	28, 34, 366	Земляков В.Е.	463	Комогорцев С.В.	384, 390
Дижур С.Е.	497	Зерова В.Л.	313	Кон В.Г.	268
Дмитриев Д.Д.	207	Зорина М.В.	55, 592, 612	Конаков А.А.	423
Добровольский А.А.	475	Зотов А.В.	24, 51	Копьев П.С.	336
Долгополов В.Т.	497	Зубков С.Ю.	582	Корнев В.К.	133, 359
Домрачев Г.А.	555	Зуев С.Ю.	57, 193, 195,	Корнеев А.А.	28
Доронин М.С.	567		197, 602	Корнеев В.И.	185
Дорофеев А.А.	417			Корнеева Ю.П.	28
Дорофеев И.А.	544, 546, 548,	И		Корнилов В.М.	325
	577	Иванов С.В.	175, 181, 336	Коротков Е.В.	559
Дорохин М.В.	339, 343, 473,	Иванов Ю.П.	283, 285	Корсаков И.Е.	411
	541	Ивлева Л.И.	539	Коршунов А.С.	123
Драченко А.Н.	399	Ивченко Е.Л.	58	Костюк А.Б.	517
Драченко О.	61	Игнатович В.К.	101	Котельников И.Н.	497
Дричко И.Л.	121	Иконников А.В.	61, 147, 447,	Кочиев М.В.	183
Дровосеков А.Б.	392		494, 513	Кошелец В.П.	30
Дроздов М.Н.	81, 83, 363,	Ильин А.И.	283	Кошуринов Ю.И.	505
	403, 445, 465,	Ильинская Н.Д.	511	Крамер Р.	287
	509, 549, 551,	Ильичёв Э.А.	563	Красильник З.Ф.	271, 273, 452,
	614, 573	Ильющенков Д.С.	377, 386		454, 459, 509
Дроздов Ю.Н.	81, 339, 363,	Ильяшенко М.В.	235	Красильникова Л.В.	271, 452
	393, 445, 459,	Иржак Д.В.	596	Крейнес Н.М.	392
	549, 551, 573,	Исаков М.А.	250	Крен Т.	107
	614	Истомин Л.А.	553	Кривобок В.С.	496
Дубинов А.А.	424, 439	Исхаков Р.С.	384	Кривулин Н.О.	559
Дубровский В.Г.	499, 527, 529	Исхаков Р.С.	390	Кривцун В.М.	598
				Криштопенко С.С.	61, 513
E		К		Крутицкий П.А.	356
Европейцев Е.А.	435	Кавазое Ё.	22	Крыжков Д.И.	271, 273, 458
Егоров В.А.	555	Каверин Б.С.	555	Кудасов Ю.Б.	123
Егоров С.В.	107, 409	Каверина Л.Б.	555	Кудрин А.В.	393
Ельцина О.С.	480	Калинин Ю.Е.	384	Кудрин А.В.	473
Ельцов К.Н.	26, 259	Караштин Е.А.	388	Кудрявцев К.Е.	273, 454, 459,
Еналдиев В.В.	307	Карбань О.В.	261, 567		503
Ермаков К.С.	285	Каретникова И.Р.	279, 395	Кудрявцев Ю.	345
Ермолаев Д.М.	463	Карзанов В.В.	201	Кудрявцева О.	345
Ермолаева О.Л.	105, 279, 395	Карзанова М.В.	435	Кудряшов М.А.	561
Ерофеева И.В.	213, 215	Карминская Т.Ю	358	Кузин С.В.	227, 231
Ершов А.А.	486	Карпович И.А.	347, 541, 553	Кузнецов А.В.	321
Ершов А.В.	252, 482, 486,	Касиян В.А.	475	Кузнецов А.Д.	509
	517, 533, 568	Каськов И.А.	193, 602	Кузнецов В.И.	361
		Каурова Н.С.	28	Кузнецов В.П.	271, 273
ж		Кашин С.М.,	507	Кузнецов О.А.	339
Жаров А.А.	47	Кашкаров П.К.	441	Кузнецов П.А.	390
Жарова Н.А.	47	Квон З.Д.	179	Кузюк И.В.	392
Жданов Э.Р.	325	Кидикимо Дж.	561	Кукушкин В.А.	456
Жигунов Д.М.	441	Кириленко Д.А.	336	Кулагин Д.И.	588
Жмерик В.Н.	175, 181	Кириллов А.И.	555	Кулаковский В.Д.	13, 341
Жолудев М.С.	18, 443	Киррен Б.	259	Кулова Т.Л.	333
Жукавин Р.Х.	445	Киселев А.М.	588	Кумар В.	22
Жуков А.Е.	143, 313, 443,	Киселев О.С.	30	Куприянов М.Ю	356, 358
	477	Кленов Н.В.	133, 359	Купченко Л.Л.	563
Журавлев А.Г.	315	Климов А.Ю.	151, 279, 381,	Курильчик Е.В.	579
Журавлев К.С.	65		382	Курин В.В.	103, 581
Журбин И.В.	261	Клоков А.Ю.	557	Курицын Д.И.	213, 458
		Клушин А.М.	32	Курова Н.В.	428
3		Клюенков Е.Б.	81, 83, 193,		
Забродин И.Г.	193, 602		197, 602	Л	
Загороднев И.В.	307	Клюшин А.Ю.	223	Лаптев Д.А.	517
Задиранов Ю.М.	511	Князев Д.	211	Лапшин Р.В.	563
Зайцев В.И.	590	Ковалев В.М.	451	Ластовкин А.А.	447
Зайцев С.В.	341, 343	Ковальчук М.В.	5	Латышев А.В.	20, 49, 586
Закалов А.Б.	193	Ковалюк В.В.	525	Латышев А.Ю.	156
Закалов Б.А.	602	Кожевин В.М.	333, 377	Латышев Ю.И.	156
Захарьин А.О.	143	Кожухов А.С.	586	Лаухин Я.Н.	590
Звонков Б.Н.	147	Козлов В.А.	492	Лачинов А.Н.	325
Звонков Б.Н.	341, 343, 393,	Козлов Д.В.	494	Лебедев А.А.	189
	424, 433, 458,	Козуб В.И.	386	Лебедев С.П.	189
-	488	Комисарова Т.А.	181	Лебеденко Е.Н.	85
Здоровейщев А.В.	488	Комков О.С.	336	Левичев М.Ю.	105

Левкович Н.В.	567	Морозов Д.В.	525	Панков М.А.	399
Левчук А.С.	203	Морозов И.А.	275	Панкратов А.Л.	577
Левчук С.А.	201	Морозов С.В.	213, 215, 463,	Панфиленок Е.С.	419
Леденцов Н.Н.	467		478	Панчук В.В.	401
Леесмент С.И.	261, 565	Морозова Е.Н.	497	Парафин А.Е.	363, 368
Ленский И.Ф.	209	Москаленко А.С.	246	Парфеньев Р.В.	181, 345
Лесников В.П.	201, 203	Мощалков В.В.	287, 350	Пархоменко Я.А.	543
Лесовик Г.Б.	160	Мурель А.В.	429	Паханов Н.А.	335
Ли Т.Ф.	211	Мурзина Т.В.	338	Пашкевич М.В.	405
Лисин В.Н.	152	Муртазаев А.К.	125	Пашкин Ю.А.	211
Лобанов Д.Н.	339, 459, 503,	Муруган П.	22	Паюсов А.С.	467
	551	Муханов О.А.	133	Пентин И.В.	34
Лобанов С.В.	461	Мынбаева М.Г.	189	Перов А.А.	469
Лодыгин А.Н.	225			Перов Н.С.	411
Лозовик Ю.Е.	12	Н		Пестов А.Е.	55, 83, 193,
Лопатин А.Я.	79, 81, 83	Надточий А.М.	336		195, 197, 594,
Луценко Е.В.	175	Назаренко М.В.	499, 527, 529	п ри	602, 612
Лучин В.И.	79, 81, 83	Нахтвай Г.	145	Петров В.Н.	73, 189, 403,
Лысенко В.Г.	93	Нгуен М.Х.	183		570
Лысова А.Л.	539	Неведомский В.Н.	501	Петров М.И.	354
Львова Т.В.	543	Нежданов А.В.	250, 486, 517,	Петрова М.Г.	5/2
			533, 568, 582	Петрухин Г.Н.	563
M	10-	Неизвестный И.Г.	254	Пилипчук А.С.	147
Мазуркин Н.А.	185	Некоркин С.М.	424, 433	Пименов И.В.	103
Макаренко И.В.	333	Немцова О.М.	261	Пискунова Н.И.	119
Максимов М.В.	467	Нефедев К.В.	283	Пихтин А.Н.	336
Малеев Н.А.	463	Нефедов И.М.	131, 279, 349,	Поддубный А.Н.	91
Маликов И.В.	412		372, 395	Подольский В.В.	201, 203, 345
Маловичко И.М.	565	Никитенко Ю.В.	101	Позднякова В.И.	372
Мамин Р.Ф.	319	Никитов С.А.	242	Полищук О.В.	41
Манкевич А.С.	411	Никифоров А.И.	335	Полковников В.Н.	193, 197, 231,
Мансфельд А.Д.	555	Николаев С.Н.	203, 496		549, 594, 602
Мансфельд Д.А.	233	Николичев Д.Е.	482	Половодов П.А.	315
Маремьянин К.В.	213, 215, 463	Никорич А.В.	475	Поль ХИ.	573
Маркелов А.С.	610	Никулин А.А.	338	Попков С.И.	354
Мартин Т.	160	Новак В.Р.	575	Попов В.В.	41, 463, 519
Мартынович Е.Ф.	321	Новиков А.В.	339	Попов В.Г.	63
Марченков А.Н.	370	Новиков А.В.	459, 496, 503,	Порошин В.Н.	14/
Масленников С.Н.	28		509, 551, 614	Порцель Л.М.	225
Маслов Д.А.	123	Новиков И.И.	467	Потехина Н.Д.	608
Маслова О.А.	431	Новицкии Н.Н.	405	Преоораженский А.Б.	223
мастеров Д.В.	363, 368	Нургазизов Н.И.	537 202	Преоораженский В.В.	20,268
машин А.И.	250, 252, 486,	пургалиев 1.	295	Приползин С.И.	30, 308
	555, 501, 508,	0		Прокофьев А.А.	240, 451
Magnagan D D	582 508	Of any an D A	107 280	Прокофьев А.С.	289
Медериниев С.Ф.	590	Обологов Б.А.	107, 269	Прокофъева М.Г.	541, 475 05
Медовщиков С.Ф.	390 205 200	Обланский С.Б.	429, 303	прокудина м.т.	93 115 572
Менлихов Е.З.	203, 399		122	пряхин д.А. Пурод Ц Г	445, 575
	201 264 275	Овсянников Г.А.	133	Путач П.Г. Путачии Ф А	154
Мельников А.С.	291, 304, 373		281	Пудонин Ф.А. Пуцегор В И	331 600
Менлепера Ю Л	579	OWEFOR P.B.	34 366	Пунстовалов F B	283
Меркутор И В	537	Олейник Г М	77 590	$\Pi_{y \tau}$ Πυτατο Μ Δ	501
Миньков Г М	490	Ольшаненкий Е Б	179	Пиеляков О П	335
	151 270 381	Ольшансцкий Д.Б.	200		555
Minpoliob D.JI.	395 567	Онишенко Е Е	496	р	
Миронов О А	121	Опедович О П	567	акевич А П	321
Миронов С.В.	364	Орешкин А И	22	Pepa $\Delta \Delta$	227
Митрофанов А В	57 567	Орлов А П	156	Рогачев Л Н	55 602
Митрофанов К Н	590	Орлова Е Е	217	Рогов В В	105 151 381
Михайдов А Н	435 482 486	Осташенко А Ю	565	Роличев Л	107
Minimulii ob 7 1.11.	517	0 010	000	Романец А А	575
Михайлов Г.М.	412	Π		Романов Ю.А.	311
Михайлов Н.Н.	179, 513	Павельев Д.Г.	505	Романова Ю.Ю.	311
Михайлова М.П.	345, 543	Павлов В.Н.	123	Романовский М.Ю.	277
Михрин В.С.	143	Павлов Д.А.	559	Ромашка М.Ю.	161
Мишаков Г.В.	572	Павлов С.А.	363, 368	Россоленко А.Н.	289
Моисеев К.Д.	345, 543	Павлова Е.Д.	541	Рощупкин Д.В.	266, 596
Молдавская Л.Д.	465	Паневин В.Ю.	143, 313, 443	Румянцев В.В.	213, 215
Морозов А.И.	275	Панин А.Н.	30, 505	Румянцева Т.С.	370

Русина Г.Г.	221	Степанов А.Н.	588		582
Рут О.Э.	490	Степихова М.В.	452	Филимонов Ю.А.	242
Рыжий В.И.	439	Стогний А.И.	405	Финкель М.И.	28
Рыжов Д.А.	131, 372	Столяров В.С.	107	Фирсов А.А.	361
Рыльков В.В.	203, 399	Сторижко В.Е.	235	Фирсов Д.А.	143, 313, 443
Рябова Л.И.	475	Стрельчук А.М.	189	Флоря И.Н.	28
Рябчун С.А.	28	Струля И.Л.	55, 195, 199,	Фомин Л.А.	412
Рязанов В.В.	107		594	Фраерман А.А.	99, 101, 151,
		Суворов Э.В.	269		279, 381, 388,
С		Суслов А.В.	121		407
Савельев А.В.	467, 477	Суслов Л.А.	193, 195, 197	Фрицше И.	287
Савельев И.С.	604	Сыресин Е.М.	209	Фролов И.Н.	590
Савинов Д.А.	291, 372	_		Фуджикава Я.	22
Садовский И.А.	160	T	• •		
Садовский Ю.Т.	22	Тархов М.А.	28	X	
Садофьев Ю.Г.	61, 139, 447	Татарский Д.А.	99, 407	Хазанова С.В.	521
Сакурай Т.	22	Тележников А.В.	515	Хаймович И.М.	375
Салащенко Н.Н.	55, 79, 81, 83,	Терехов А.С.	317	Хапугин О.Е.	347
	165, 193, 195,	Терещенко О.Е.	207	Харитонов А.И.	592
	197, 231, 233,	Теруков Е.И.	431	Хизриев К.Ш.	125, 414
	594, 602, 606,	Тетельбаум Д.И.	252, 435, 482,	Хлопов Д.В.	261, 567
a	612		486, 517, 579	Холин Д.И.	392
Самардак А.С.	281	Тимофеев В.Б.	14	Хомицкий Д.В.	469, 523
Самохвалов А.В.	111, 291	Тимофеева М.А.	527	Хохлов Д.Р.	309, 475
Самсоненко Ю.Б.	511, 527	Тимошенко В.Ю.	441	Хохлова Л.В.	105
Сапожников М.В.	105, 201, 393	Іитков А.Н.	189, 256, 333,	Храмков Р.А.	612
Саранин А.А.	24, 51	T CD	377, 543	Храпай В.С.	95
Сасоров П.В.	590	Тихов С.В.	5/9	Хрыкин О.И.	465
Сатанин А.М.	305, 352, 507	Тиходеев С.Г.	13, 96, 219,		
Семенов А.В.	356	T D.	416, 461	Ц	211
Семенов А.Д.	32	Толмачев В.А.	225	цаи дж.ш.	211
Семенов А.Н.	330	Толстихина А.Л.	257, 539	Цветков В.А.	183
Семенов В.Г.	401	Тонких А.А.	439	ЦЫОИН П.П. Цалагаана D.D.	81,85
Семенов Н.М.	555 501	Торгашин М.Ю.	41/	цыпленков в.в.	421
Семягин Б.Р.	501 572	Торонецкий К.В.	313	цырлин г.э.	1//, 511, 527
Сенников П.1.	575	Горонов А.И.	207, 323		
	712 140	Тородор М Ц	102 105 107	п	
Сибельниц Н Н	213, 458 183	Торопов М.Н.	193, 195, 197, 594, 606	Ч Иалли шиер В В	501
Сибельдин Н.Н. Сибирев Н В	213, 458 183 499 527 529	Торопов М.Н. Третьяков И В	193, 195, 197, 594, 606 28	Ч Чалдышев В.В. Чалков В Ю	501 250
Сибельдин Н.Н. Сибирев Н.В.	213, 458 183 499, 527, 529 275	Торопов М.Н. Третьяков И.В. Троицкий Б.Б.	193, 195, 197, 594, 606 28 105	Ч Чалдышев В.В. Чалков В.Ю. Чаплик А В	501 250 89 451
Сибельдин Н.Н. Сибирев Н.В. Сигов А.С. Силорин А П	213, 458 183 499, 527, 529 275 482	Торопов М.Н. Третьяков И.В. Троицкий Б.Б. Трубников Г В	193, 195, 197, 594, 606 28 105 209	Ч Чалдышев В.В. Чалков В.Ю. Чаплик А.В. Чапнин В А	501 250 89, 451 531
Сибельдин Н.Н. Сибирев Н.В. Сигов А.С. Сидорин А.П. Сизенев В.С	213, 458 183 499, 527, 529 275 482 199	Торопов М.Н. Третьяков И.В. Троицкий Б.Б. Трубников Г.В. Трушин В Н	193, 195, 197, 594, 606 28 105 209 610	Ч Чалдышев В.В. Чалков В.Ю. Чаплик А.В. Чапнин В.А. Чеботкевич Л А	501 250 89, 451 531 283, 285
Сибельдин Н.Н. Сибельдин Н.Н. Сибирев Н.В. Сигов А.С. Сидорин А.П. Сизенев В.С. Силкин В М	213, 458 183 499, 527, 529 275 482 199 191	Торопов М.Н. Третьяков И.В. Троицкий Б.Б. Трубников Г.В. Трушин В.Н. Тугушев В В	193, 195, 197, 594, 606 28 105 209 610 203	 Ч Чалдышев В.В. Чалков В.Ю. Чаплик А.В. Чапнин В.А. Чеботкевич Л.А. Чеканова Л А 	501 250 89, 451 531 283, 285 384, 390
Сибельдин Н.Н. Сибельдин Н.Н. Сибирев Н.В. Сигов А.С. Сидорин А.П. Сизенев В.С. Силкин В.М. Симагина Л.В.	213, 458 183 499, 527, 529 275 482 199 191 539	Торопов М.Н. Третьяков И.В. Троицкий Б.Б. Трубников Г.В. Трушин В.Н. Тугушев В.В. Тхумронгсилапа П.	193, 195, 197, 594, 606 28 105 209 610 203 313	 Ч Чалдышев В.В. Чалков В.Ю. Чаплик А.В. Чапнин В.А. Чеботкевич Л.А. Чеканова Л.А. Черкез В.В. 	501 250 89, 451 531 283, 285 384, 390 259
Сибельдин Н.Н. Сибельдин Н.Н. Сибирев Н.В. Сигов А.С. Сидорин А.П. Сизенев В.С. Силкин В.М. Симагина Л.В. Сисакян А Н	213, 458 183 499, 527, 529 275 482 199 191 539 209	Торопов М.Н. Третьяков И.В. Троицкий Б.Б. Трубников Г.В. Трушин В.Н. Тугушев В.В. Тхумронгсилапа П. Тюрин А С.	193, 195, 197, 594, 606 28 105 209 610 203 313 561	 Ч Чалдышев В.В. Чалков В.Ю. Чаплик А.В. Чапнин В.А. Чеботкевич Л.А. Чеканова Л.А. Черкез В.В. Чигиринский Ю И 	501 250 89, 451 531 283, 285 384, 390 259 435
Ссргеев С.М. Сибельдин Н.Н. Сибирев Н.В. Сигов А.С. Сидорин А.П. Сизенев В.С. Силкин В.М. Симагина Л.В. Сисакян А.Н. Ситников А.В.	213, 458 183 499, 527, 529 275 482 199 191 539 209 384	Торопов М.Н. Третьяков И.В. Троицкий Б.Б. Трубников Г.В. Трушин В.Н. Тугушев В.В. Тхумронгсилапа П. Тюрин А.С.	193, 195, 197, 594, 606 28 105 209 610 203 313 561	 Ч Чалдышев В.В. Чалков В.Ю. Чаплик А.В. Чапнин В.А. Чеботкевич Л.А. Чеканова Л.А. Черкез В.В. Чигиринский Ю.И Чиж К.В. 	501 250 89, 451 531 283, 285 384, 390 259 435 531
Ссргеев С.М. Сибельдин Н.Н. Сибирев Н.В. Сигов А.С. Сидорин А.П. Сизенев В.С. Силкин В.М. Симагина Л.В. Сисакян А.Н. Ситников А.В. Ситников А.А.	213, 458 183 499, 527, 529 275 482 199 191 539 209 384 336	Торопов М.Н. Третьяков И.В. Троицкий Б.Б. Трубников Г.В. Трушин В.Н. Тугушев В.В. Тхумронгсилапа П. Тюрин А.С. У	193, 195, 197, 594, 606 28 105 209 610 203 313 561	 Ч Чалдышев В.В. Чалков В.Ю. Чаплик А.В. Чапнин В.А. Чеботкевич Л.А. Чеканова Л.А. Черкез В.В. Чигиринский Ю.И Чиж К.В. Чиненков М.Ю. 	501 250 89, 451 531 283, 285 384, 390 259 435 531 185
Ссргеев С.М. Сибельдин Н.Н. Сибирев Н.В. Сигов А.С. Сидорин А.П. Сизенев В.С. Силкин В.М. Симагина Л.В. Сисакян А.Н. Ситников А.В. Ситникова А.А. Скориков М.Л.	213, 458 183 499, 527, 529 275 482 199 191 539 209 384 336 183	Торопов М.Н. Третьяков И.В. Троицкий Б.Б. Трубников Г.В. Трушин В.Н. Тугушев В.В. Тхумронгсилапа П. Тюрин А.С. У Удалов О.Г.	193, 195, 197, 594, 606 28 105 209 610 203 313 561	 Ч Чалдышев В.В. Чалков В.Ю. Чаплик А.В. Чапнин В.А. Чеботкевич Л.А. Чеканова Л.А. Черкез В.В. Чигиринский Ю.И Чиж К.В. Чиненков М.Ю. Чубенко Д.Н. 	501 250 89, 451 531 283, 285 384, 390 259 435 531 185 51
Сибельдин Н.Н. Сибельдин Н.Н. Сибирев Н.В. Сигов А.С. Сидорин А.П. Сизенев В.С. Силкин В.М. Симагина Л.В. Сисакян А.Н. Ситников А.В. Ситников А.А. Скориков М.Л. Скороходов Е.В.	213, 458 183 499, 527, 529 275 482 199 191 539 209 384 336 183 382, 403	Торопов М.Н. Третьяков И.В. Троицкий Б.Б. Трубников Г.В. Трушин В.Н. Тугушев В.В. Тхумронгсилапа П. Тюрин А.С. У Удалов О.Г.	193, 195, 197, 594, 606 28 105 209 610 203 313 561 99, 279, 388, 407	 Ч Чалдышев В.В. Чалков В.Ю. Чаплик А.В. Чапнин В.А. Чеботкевич Л.А. Чеканова Л.А. Черкез В.В. Чигиринский Ю.И Чиж К.В. Чиненков М.Ю. Чубенко Д.Н. Чугров И.А. 	501 250 89, 451 531 283, 285 384, 390 259 435 531 185 51 486
Ссргеев С.М. Сибельдин Н.Н. Сибирев Н.В. Сигов А.С. Сидорин А.П. Сизенев В.С. Силкин В.М. Симагина Л.В. Сисакян А.Н. Сисакян А.Н. Ситников А.В. Ситников А.А. Скориков М.Л. Скороходов Е.В. Скрыль А.С.	213, 458 183 499, 527, 529 275 482 199 191 539 209 384 336 183 382, 403 195, 594, 606	Торопов М.Н. Третьяков И.В. Троицкий Б.Б. Трубников Г.В. Трушин В.Н. Тугушев В.В. Тхумронгсилапа П. Тюрин А.С. У Удалов О.Г. Уздин В.М.	193, 195, 197, 594, 606 28 105 209 610 203 313 561 99, 279, 388, 407 71, 125	 Ч Чалдышев В.В. Чалков В.Ю. Чаплик А.В. Чапнин В.А. Чеботкевич Л.А. Чеканова Л.А. Черкез В.В. Чигиринский Ю.И Чиж К.В. Чиненков М.Ю. Чубенко Д.Н. Чугров И.А. Чулков Е.В. 	501 250 89, 451 531 283, 285 384, 390 259 435 531 185 51 486 191, 221
Ссргеев С.М. Сибельдин Н.Н. Сибирев Н.В. Сигов А.С. Сидорин А.П. Сизенев В.С. Силкин В.М. Симагина Л.В. Сисакян А.Н. Сисакян А.Н. Ситников А.В. Ситникова А.А. Скориков М.Л. Скороходов Е.В. Скрыль А.С. Скундин А.М.	213, 458 183 499, 527, 529 275 482 199 191 539 209 384 336 183 382, 403 195, 594, 606 333	Торопов М.Н. Третьяков И.В. Троицкий Б.Б. Трубников Г.В. Трушин В.Н. Тугушев В.В. Тхумронгсилапа П. Тюрин А.С. У Удалов О.Г. Уздин В.М. Ульянов А.С.	193, 195, 197, 594, 606 28 105 209 610 203 313 561 99, 279, 388, 407 71, 125 227	 Ч Чалдышев В.В. Чалков В.Ю. Чаплик А.В. Чапнин В.А. Чеботкевич Л.А. Чеканова Л.А. Черкез В.В. Чигиринский Ю.И Чиж К.В. Чиненков М.Ю. Чубенко Д.Н. Чугров И.А. Чулков Е.В. Чулкова Г.М. 	501 250 89, 451 531 283, 285 384, 390 259 435 531 185 51 486 191, 221 28, 525
Ссргеев С.М. Сибельдин Н.Н. Сибирев Н.В. Сигов А.С. Сидорин А.П. Сизенев В.С. Силкин В.М. Симагина Л.В. Сисакян А.Н. Сисакян А.Н. Ситников А.В. Ситников А.А. Скориков М.Л. Скороходов Е.В. Скрыль А.С. Скундин А.М. Слемзин В.А.	213, 458 183 499, 527, 529 275 482 199 191 539 209 384 336 183 382, 403 195, 594, 606 333 229	Торопов М.Н. Третьяков И.В. Троицкий Б.Б. Трубников Г.В. Трушин В.Н. Тугушев В.В. Тхумронгсилапа П. Тюрин А.С. У Удалов О.Г. Уздин В.М. Ульянов А.С. Успенская Л.С.	193, 195, 197, 594, 606 28 105 209 610 203 313 561 99, 279, 388, 407 71, 125 227 69, 289, 293,	 Ч Чалдышев В.В. Чалков В.Ю. Чаплик А.В. Чапнин В.А. Чеботкевич Л.А. Чеканова Л.А. Черкез В.В. Чигиринский Ю.И Чиж К.В. Чиненков М.Ю. Чубенко Д.Н. Чугров И.А. Чулков Е.В. Чулков А.И. 	501 250 89, 451 531 283, 285 384, 390 259 435 531 185 51 486 191, 221 28, 525 268
Ссргеев С.М. Сибельдин Н.Н. Сибирев Н.В. Сигов А.С. Сидорин А.П. Сизенев В.С. Силкин В.М. Симагина Л.В. Сисакян А.Н. Ситников А.В. Ситникова А.А. Скориков М.Л. Скороходов Е.В. Скрыль А.С. Скундин А.М. Слемзин В.А. Смирнов Д.А.	213, 458 183 499, 527, 529 275 482 199 191 539 209 384 336 183 382, 403 195, 594, 606 333 229 105	Торопов М.Н. Третьяков И.В. Троицкий Б.Б. Трубников Г.В. Трушин В.Н. Тугушев В.В. Тхумронгсилапа П. Тюрин А.С. У Удалов О.Г. Уздин В.М. Ульянов А.С. Успенская Л.С.	193, 195, 197, 594, 606 28 105 209 610 203 313 561 99, 279, 388, 407 71, 125 227 69, 289, 293, 409	 Ч Чалдышев В.В. Чалков В.Ю. Чаплик А.В. Чапнин В.А. Чеботкевич Л.А. Чеканова Л.А. Черкез В.В. Чигиринский Ю.И Чиж К.В. Чиненков М.Ю. Чубенко Д.Н. Чугров И.А. Чулков Е.В. Чулкова Г.М. Чумаков А.И. Чунарева А.В. 	501 250 89, 451 531 283, 285 384, 390 259 435 531 185 51 486 191, 221 28, 525 268 467
Ссргеев С.М. Сибельдин Н.Н. Сибирев Н.В. Сигов А.С. Сидорин А.П. Сизенев В.С. Силкин В.М. Симагина Л.В. Сисакян А.Н. Ситников А.В. Ситников А.В. Ситников А.А. Скориков М.Л. Скороходов Е.В. Скрыль А.С. Скундин А.М. Слемзин В.А. Смирнов Д.А. Смирнов И.Ю.	213, 458 183 499, 527, 529 275 482 199 191 539 209 384 336 183 382, 403 195, 594, 606 333 229 105 121	Торопов М.Н. Третьяков И.В. Троицкий Б.Б. Трубников Г.В. Трушин В.Н. Тугушев В.В. Тхумронгсилапа П. Тюрин А.С. У Удалов О.Г. Уздин В.М. Ульянов А.С. Успенская Л.С. Устинов А.Б.	193, 195, 197, 594, 606 28 105 209 610 203 313 561 99, 279, 388, 407 71, 125 227 69, 289, 293, 409 73, 570	 Ч Чалдышев В.В. Чалков В.Ю. Чаплик А.В. Чапнин В.А. Чеботкевич Л.А. Чеканова Л.А. Черкез В.В. Чигиринский Ю.И Чиж К.В. Чиненков М.Ю. Чубенко Д.Н. Чугров И.А. Чулков Е.В. Чулкова Г.М. Чунарева А.В. Чупрунов Е.В. 	501 250 89, 451 531 283, 285 384, 390 259 435 531 185 51 486 191, 221 28, 525 268 467 610
Ссргеев С.М. Сибельдин Н.Н. Сибирев Н.В. Сигов А.С. Сидорин А.П. Сизенев В.С. Силкин В.М. Симагина Л.В. Сисакян А.Н. Ситников А.В. Ситников А.В. Ситников А.А. Скориков М.Л. Скороходов Е.В. Скрыль А.С. Скундин А.М. Слемзин В.А. Смирнов Д.А. Смирнов И.Ю. Смирнов К.В.	213, 458 183 499, 527, 529 275 482 199 191 539 209 384 336 183 382, 403 195, 594, 606 333 229 105 121 34, 366, 525	Торопов М.Н. Третьяков И.В. Троицкий Б.Б. Трубников Г.В. Трушин В.Н. Тугушев В.В. Тхумронгсилапа П. Тюрин А.С. У Удалов О.Г. Уздин В.М. Ульянов А.С. Успенская Л.С. Устинов А.Б. Устинов А.В.	193, 195, 197, 594, 606 28 105 209 610 203 313 561 99, 279, 388, 407 71, 125 227 69, 289, 293, 409 73, 570 374	 Ч Чалдышев В.В. Чалков В.Ю. Чаплик А.В. Чапнин В.А. Чеботкевич Л.А. Чеканова Л.А. Черкез В.В. Чигиринский Ю.И Чиж К.В. Чиненков М.Ю. Чубенко Д.Н. Чугров И.А. Чулков Е.В. Чулкова Г.М. Чунарева А.В. Чупрунов Е.В. Чхало Н.И. 	501 250 89, 451 531 283, 285 384, 390 259 435 531 185 51 486 191, 221 28, 525 268 467 610 55, 79, 83, 165,
Ссргеев С.М. Сибельдин Н.Н. Сибирев Н.В. Сигов А.С. Сидорин А.П. Сизенев В.С. Силкин В.М. Симагина Л.В. Сисакян А.Н. Сисакян А.Н. Ситников А.В. Ситникова А.А. Скориков М.Л. Скороходов Е.В. Скрыль А.С. Скундин А.М. Слемзин В.А. Смирнов Д.А. Смирнов И.Ю. Смирнов И.А.	213, 458 183 499, 527, 529 275 482 199 191 539 209 384 336 183 382, 403 195, 594, 606 333 229 105 121 34, 366, 525 269	Торопов М.Н. Третьяков И.В. Троицкий Б.Б. Трубников Г.В. Трушин В.Н. Тугушев В.В. Тхумронгсилапа П. Тюрин А.С. У Удалов О.Г. Уздин В.М. Ульянов А.С. Успенская Л.С. Устинов А.В. Устинов В.М.	193, 195, 197, 594, 606 28 105 209 610 203 313 561 99, 279, 388, 407 71, 125 227 69, 289, 293, 409 73, 570 374 313, 511	Ч Чалдышев В.В. Чалков В.Ю. Чаплик А.В. Чапнин В.А. Чеботкевич Л.А. Чеканова Л.А. Черкез В.В. Чигиринский Ю.И Чиж К.В. Чигиринский Ю.И Чиж К.В. Чиненков М.Ю. Чубенко Д.Н. Чугров И.А. Чулков Е.В. Чулкова Г.М. Чумаков А.И. Чунарева А.В. Чупрунов Е.В. Чхало Н.И.	501 250 89, 451 531 283, 285 384, 390 259 435 531 185 51 486 191, 221 28, 525 268 467 610 55, 79, 83, 165, 193, 195, 197,
Ссргеев С.М. Сибельдин Н.Н. Сибирев Н.В. Сигов А.С. Сидорин А.П. Сизенев В.С. Силкин В.М. Симагина Л.В. Сисакян А.Н. Сисакян А.Н. Ситников А.В. Ситников А.В. Ситников А.А. Скориков М.Л. Скороходов Е.В. Скрыль А.С. Скундин А.М. Слемзин В.А. Смирнов Д.А. Смирнов И.Ю. Смирнов И.А. Собакинская Е.А.	213, 458 183 499, 527, 529 275 482 199 191 539 209 384 336 183 382, 403 195, 594, 606 333 229 105 121 34, 366, 525 269 577	Торопов М.Н. Третьяков И.В. Троицкий Б.Б. Трубников Г.В. Трушин В.Н. Тугушев В.В. Тхумронгсилапа П. Тюрин А.С. У Удалов О.Г. Уздин В.М. Ульянов А.С. Успенская Л.С. Устинов А.В. Устинов В.М. Уткин А.А.	193, 195, 197, 594, 606 28 105 209 610 203 313 561 99, 279, 388, 407 71, 125 227 69, 289, 293, 409 73, 570 374 313, 511 581	Ч Чалдышев В.В. Чалков В.Ю. Чаплик А.В. Чапнин В.А. Чеботкевич Л.А. Чеканова Л.А. Черкез В.В. Чигиринский Ю.И Чиж К.В. Чиненков М.Ю. Чубенко Д.Н. Чугров И.А. Чулков Е.В. Чулкова Г.М. Чумаков А.И. Чунарева А.В. Чупрунов Е.В. Чхало Н.И.	501 250 89, 451 531 283, 285 384, 390 259 435 531 185 51 486 191, 221 28, 525 268 467 610 55, 79, 83, 165, 193, 195, 197, 233, 329, 549,
Ссргеев С.М. Сибельдин Н.Н. Сибирев Н.В. Сигов А.С. Сидорин А.П. Сизенев В.С. Силкин В.М. Симатина Л.В. Сисакян А.Н. Ситников А.В. Ситников А.В. Ситников А.А. Скориков М.Л. Скороходов Е.В. Скрыль А.С. Скундин А.М. Слемзин В.А. Смирнов Д.А. Смирнов И.Ю. Смирнов И.А. Собакинская Е.А. Соболев А.С.	213, 458 183 499, 527, 529 275 482 199 191 539 209 384 336 183 382, 403 195, 594, 606 333 229 105 121 34, 366, 525 269 577 135	Торопов М.Н. Третьяков И.В. Троицкий Б.Б. Трубников Г.В. Трушин В.Н. Тугушев В.В. Тхумронгсилапа П. Тюрин А.С. У Удалов О.Г. Уздин В.М. Ульянов А.С. Устинов А.В. Устинов А.В. Устинов В.М. Уткин А.А. Ушаков Д.В.	193, 195, 197, 594, 606 28 105 209 610 203 313 561 99, 279, 388, 407 71, 125 227 69, 289, 293, 409 73, 570 374 313, 511 581 484	Ч Чалдышев В.В. Чалков В.Ю. Чаплик А.В. Чапнин В.А. Чеботкевич Л.А. Чеканова Л.А. Черкез В.В. Чигиринский Ю.И Чиж К.В. Чиненков М.Ю. Чубенко Д.Н. Чугров И.А. Чулков Е.В. Чулкова Г.М. Чумаков А.И. Чунарева А.В. Чупрунов Е.В. Чхало Н.И.	501 250 89, 451 531 283, 285 384, 390 259 435 531 185 51 486 191, 221 28, 525 268 467 610 55, 79, 83, 165, 193, 195, 197, 233, 329, 549, 594, 602, 606,
Ссргеев С.М. Сибельдин Н.Н. Сибирев Н.В. Сигов А.С. Сидорин А.П. Сизенев В.С. Силкин В.М. Симатина Л.В. Сисакян А.Н. Ситников А.В. Ситников А.В. Ситников А.А. Скориков М.Л. Скороходов Е.В. Скрыль А.С. Скундин А.М. Слемзин В.А. Смирнов Д.А. Смирнов И.Ю. Смирнов И.А. Собакинская Е.А. Соболев А.С. Солдатов И.В.	213, 458 183 499, 527, 529 275 482 199 191 539 209 384 336 183 382, 403 195, 594, 606 333 229 105 121 34, 366, 525 269 577 135 490	Торопов М.Н. Третьяков И.В. Троицкий Б.Б. Трубников Г.В. Трушин В.Н. Тугушев В.В. Тхумронгсилапа П. Тюрин А.С. У Удалов О.Г. Уздин В.М. Ульянов А.С. Устинов А.Б. Устинов А.В. Устинов В.М. Уткин А.А. Ушаков Д.В.	193, 195, 197, 594, 606 28 105 209 610 203 313 561 99, 279, 388, 407 71, 125 227 69, 289, 293, 409 73, 570 374 313, 511 581 484	Ч Чалдышев В.В. Чалков В.Ю. Чаплик А.В. Чапнин В.А. Чеботкевич Л.А. Чеканова Л.А. Черкез В.В. Чигиринский Ю.И Чиж К.В. Чиненков М.Ю. Чубенко Д.Н. Чугров И.А. Чулков Е.В. Чулкова Г.М. Чумаков А.И. Чунарева А.В. Чупрунов Е.В. Чхало Н.И.	501 250 89, 451 531 283, 285 384, 390 259 435 531 185 51 486 191, 221 28, 525 268 467 610 55, 79, 83, 165, 193, 195, 197, 233, 329, 549, 594, 602, 606, 612
Сибельдин Н.Н. Сибельдин Н.Н. Сибирев Н.В. Сигов А.С. Сидорин А.П. Сизенев В.С. Силкин В.М. Симагина Л.В. Сисакян А.Н. Ситников А.В. Ситников А.В. Ситников А.А. Скориков М.Л. Скороходов Е.В. Скрыль А.С. Скундин А.М. Слемзин В.А. Смирнов Д.А. Смирнов И.Ю. Смирнов И.Ю. Смирнов И.А. Собакинская Е.А. Соболев А.С. Солдатов И.В. Солнышкова Л.В.	213, 458 183 499, 527, 529 275 482 199 191 539 209 384 336 183 382, 403 195, 594, 606 333 229 105 121 34, 366, 525 269 577 135 490 469	Торопов М.Н. Третьяков И.В. Троицкий Б.Б. Трубников Г.В. Трушин В.Н. Тугушев В.В. Тхумронгсилапа П. Тюрин А.С. У Удалов О.Г. Уздин В.М. Ульянов А.С. Успенская Л.С. Устинов А.В. Устинов А.В. Устинов В.М. Уткин А.А. Ушаков Д.В.	193, 195, 197, 594, 606 28 105 209 610 203 313 561 99, 279, 388, 407 71, 125 227 69, 289, 293, 409 73, 570 374 313, 511 581 484	 Ч Чалдышев В.В. Чалков В.Ю. Чаплик А.В. Чапнин В.А. Чеботкевич Л.А. Чеканова Л.А. Черкез В.В. Чигиринский Ю.И Чиж К.В. Чиненков М.Ю. Чубенко Д.Н. Чугров И.А. Чулков Е.В. Чулкова Г.М. Чунарева А.В. Чупрунов Е.В. Чхало Н.И. 	501 250 89, 451 531 283, 285 384, 390 259 435 531 185 51 486 191, 221 28, 525 268 467 610 55, 79, 83, 165, 193, 195, 197, 233, 329, 549, 594, 602, 606, 612
Сибельдин Н.Н. Сибельдин Н.Н. Сибирев Н.В. Сигов А.С. Сидорин А.П. Сизенев В.С. Силкин В.М. Симагина Л.В. Сисакян А.Н. Ситников А.В. Ситников А.В. Ситников А.А. Скориков М.Л. Скороходов Е.В. Скрыль А.С. Скундин А.М. Слемзин В.А. Смирнов Д.А. Смирнов И.Ю. Смирнов И.А. Собакинская Е.А. Соболев А.С. Солдатов И.В. Солнышкова Л.В. Соловьев В.А.	213, 458 183 499, 527, 529 275 482 199 191 539 209 384 336 183 382, 403 195, 594, 606 333 229 105 121 34, 366, 525 269 577 135 490 469 336	Торопов М.Н. Третьяков И.В. Троицкий Б.Б. Трубников Г.В. Трушин В.Н. Тугушев В.В. Тхумронгсилапа П. Тюрин А.С. У Удалов О.Г. Уздин В.М. Ульянов А.С. Успенская Л.С. Устинов А.В. Устинов В.М. Уткин А.А. Ушаков Д.В. Ф Фалеев Н.Н.	193, 195, 197, 594, 606 28 105 209 610 203 313 561 99, 279, 388, 407 71, 125 227 69, 289, 293, 409 73, 570 374 313, 511 581 484	Ч Чалдышев В.В. Чалков В.Ю. Чаплик А.В. Чапнин В.А. Чеботкевич Л.А. Чеканова Л.А. Черкез В.В. Чигиринский Ю.И Чиж К.В. Чигиринский Ю.И Чиж К.В. Чиненков М.Ю. Чубенко Д.Н. Чугров И.А. Чулков Е.В. Чулкова Г.М. Чумаков А.И. Чунарева А.В. Чупрунов Е.В. Чхало Н.И.	501 250 89, 451 531 283, 285 384, 390 259 435 531 185 51 486 191, 221 28, 525 268 467 610 55, 79, 83, 165, 193, 195, 197, 233, 329, 549, 594, 602, 606, 612
Ссргеев С.М. Сибельдин Н.Н. Сибирев Н.В. Сигов А.С. Сидорин А.П. Сизенев В.С. Силкин В.М. Симагина Л.В. Сисакян А.Н. Ситников А.В. Ситников А.В. Ситников А.А. Скориков М.Л. Скороходов Е.В. Скрыль А.С. Скундин А.М. Слемзин В.А. Смирнов Д.А. Смирнов Д.А. Смирнов И.Ю. Смирнов И.В. Собакинская Е.А. Соболев А.С. Солдатов И.В. Соловьев В.А. Соловьев И.И.	213, 458 183 499, 527, 529 275 482 199 191 539 209 384 336 183 382, 403 195, 594, 606 333 229 105 121 34, 366, 525 269 577 135 490 469 336 133 195	Торопов М.Н. Третьяков И.В. Троицкий Б.Б. Трубников Г.В. Трушин В.Н. Тугушев В.В. Тхумронгсилапа П. Тюрин А.С. У Удалов О.Г. Уздин В.М. Ульянов А.С. Успенская Л.С. Устинов А.В. Устинов В.М. Уткин А.А. Ушаков Д.В. Ф Фалеев Н.Н. Фальковский Л.А.	193, 195, 197, 594, 606 28 105 209 610 203 313 561 99, 279, 388, 407 71, 125 227 69, 289, 293, 409 73, 570 374 313, 511 581 484 331 158	 Ч Чалдышев В.В. Чалков В.Ю. Чаплик А.В. Чапнин В.А. Чеботкевич Л.А. Чеканова Л.А. Черкез В.В. Чигиринский Ю.И Чиж К.В. Чиненков М.Ю. Чубенко Д.Н. Чугров И.А. Чулков Е.В. Чулкова Г.М. Чумаков А.И. Чунарева А.В. Чупрунов Е.В. Чхало Н.И. 	501 250 89, 451 531 283, 285 384, 390 259 435 531 185 51 486 191, 221 28, 525 268 467 610 55, 79, 83, 165, 193, 195, 197, 233, 329, 549, 594, 602, 606, 612 235
Ссргеев С.М. Сибельдин Н.Н. Сибирев Н.В. Сигов А.С. Сидорин А.П. Сизенев В.С. Силкин В.М. Симагина Л.В. Сисакян А.Н. Ситников А.В. Ситников А.В. Ситников А.В. Ситников А.А. Скороходов Е.В. Скрыль А.С. Скундин А.М. Слемзин В.А. Смирнов Д.А. Смирнов Д.А. Смирнов И.Ю. Смирнов И.Ю. Смирнов И.А. Собакинская Е.А. Соболев А.С. Солдатов И.В. Соловьев В.А. Соловьев И.И. Соловьев С.М.	213, 458 183 499, 527, 529 275 482 199 191 539 209 384 336 183 382, 403 195, 594, 606 333 229 105 121 34, 366, 525 269 577 135 490 469 336 133 608	Торопов М.Н. Третьяков И.В. Троицкий Б.Б. Трубников Г.В. Трушин В.Н. Тугушев В.В. Тхумронгсилапа П. Тюрин А.С. У Удалов О.Г. Уздин В.М. Ульянов А.С. Успенская Л.С. Устинов А.В. Устинов В.М. Уткин А.А. Ушаков Д.В. Ф Фалеев Н.Н. Фарзетдинова Р.М.	193, 195, 197, 594, 606 28 105 209 610 203 313 561 99, 279, 388, 407 71, 125 227 69, 289, 293, 409 73, 570 374 313, 511 581 484 331 158 205	 Ч Чалдышев В.В. Чалков В.Ю. Чаплик А.В. Чапнин В.А. Чеботкевич Л.А. Чеканова Л.А. Черкез В.В. Чигиринский Ю.И Чиж К.В. Чиненков М.Ю. Чубенко Д.Н. Чугров И.А. Чулков Е.В. Чулкова Г.М. Чумаков А.И. Чунарева А.В. Чупрунов Е.В. Чхало Н.И. 	501 250 89, 451 531 283, 285 384, 390 259 435 531 185 51 486 191, 221 28, 525 268 467 610 55, 79, 83, 165, 193, 195, 197, 233, 329, 549, 594, 602, 606, 612 235 235 235
Ссргеев С.М. Сибельдин Н.Н. Сибирев Н.В. Сигов А.С. Сидорин А.П. Сизенев В.С. Силкин В.М. Симагина Л.В. Сисакян А.Н. Ситников А.В. Ситникова А.А. Скориков М.Л. Скороходов Е.В. Скрыль А.С. Скундин А.М. Слемзин В.А. Смирнов Д.А. Смирнов Д.А. Смирнов И.Ю. Смирнов И.Ю. Смирнов И.А. Собакинская Е.А. Соболев А.С. Солдатов И.В. Соловьев В.А. Соловьев В.А. Соловьев С.М. Софронов А.Н.	213, 458 183 499, 527, 529 275 482 199 191 539 209 384 336 183 382, 403 195, 594, 606 333 229 105 121 34, 366, 525 269 577 135 490 469 336 133 608 143, 313 71	Торопов М.Н. Третьяков И.В. Троицкий Б.Б. Трубников Г.В. Трушин В.Н. Тугушев В.В. Тхумронгсилапа П. Тюрин А.С. У Удалов О.Г. Уздин В.М. Ульянов А.С. Успенская Л.С. Устинов А.В. Устинов А.В. Устинов В.М. Уткин А.А. Ушаков Д.В. Ф Фалеев Н.Н. Фалеев Д.В.	193, 195, 197, 594, 606 28 105 209 610 203 313 561 99, 279, 388, 407 71, 125 227 69, 289, 293, 409 73, 570 374 313, 511 581 484 331 158 205 463, 519	 Ч Чалдышев В.В. Чалков В.Ю. Чаплик А.В. Чапнин В.А. Чеботкевич Л.А. Чеканова Л.А. Черкез В.В. Чигиринский Ю.И Чиж К.В. Чиненков М.Ю. Чубенко Д.Н. Чугров И.А. Чулков Е.В. Чулкова Г.М. Чумаков А.И. Чунарева А.В. Чупрунов Е.В. Чхало Н.И. 	501 250 89, 451 531 283, 285 384, 390 259 435 531 185 51 486 191, 221 28, 525 268 467 610 55, 79, 83, 165, 193, 195, 197, 233, 329, 549, 594, 602, 606, 612 235 235 133 254
Ссргеев С.М. Сибельдин Н.Н. Сибирев Н.В. Сигов А.С. Сидорин А.П. Сизенев В.С. Силкин В.М. Симагина Л.В. Сисакян А.Н. Ситников А.В. Ситников А.В. Ситников А.В. Ситников А.А. Скориков М.Л. Скороходов Е.В. Скрыль А.С. Скундин А.М. Слемзин В.А. Смирнов Д.А. Смирнов Д.А. Смирнов И.Ю. Смирнов И.Ю. Смирнов И.А. Собакинская Е.А. Соболев А.С. Солдатов И.В. Соловьев В.А. Соловьев В.А. Соловьев С.М. Софронов А.П.	213, 458 183 499, 527, 529 275 482 199 191 539 209 384 336 183 382, 403 195, 594, 606 333 229 105 121 34, 366, 525 269 577 135 490 469 336 133 608 143, 313 511	Торопов М.Н. Третьяков И.В. Троицкий Б.Б. Трубников Г.В. Трушин В.Н. Тугушев В.В. Тхумронгсилапа П. Тюрин А.С. У Удалов О.Г. Уздин В.М. Ульянов А.С. Успенская Л.С. Устинов А.В. Устинов А.В. Устинов В.М. Уткин А.А. Ушаков Д.В. Ф Фалеев Н.Н. Фалеев Н.Н. Фалеев Д.В. Фахртдинов Р.Р.	193, 195, 197, 594, 606 28 105 209 610 203 313 561 99, 279, 388, 407 71, 125 227 69, 289, 293, 409 73, 570 374 313, 511 581 484 331 158 205 463, 519 596 274	 Ч Чалдышев В.В. Чалков В.Ю. Чаплик А.В. Чапнин В.А. Чеботкевич Л.А. Чеканова Л.А. Черкез В.В. Чигиринский Ю.И Чиж К.В. Чиненков М.Ю. Чубенко Д.Н. Чугров И.А. Чулков Е.В. Чулкова Г.М. Чумаков А.И. Чунарева А.В. Чупрунов Е.В. Чхало Н.И. 	501 250 89, 451 531 283, 285 384, 390 259 435 531 185 51 486 191, 221 28, 525 268 467 610 55, 79, 83, 165, 193, 195, 197, 233, 329, 549, 594, 602, 606, 612 235 235 133 354
Ссргеев С.М. Сибельдин Н.Н. Сибирев Н.В. Сигов А.С. Сидорин А.П. Сизенев В.С. Силкин В.М. Симагина Л.В. Сисакян А.Н. Ситников А.В. Ситников А.В. Ситников А.В. Ситников А.А. Скориков М.Л. Скороходов Е.В. Скрыль А.С. Скундин А.М. Слемзин В.А. Смирнов Д.А. Смирнов Д.А. Смирнов И.Ю. Смирнов И.Ю. Смирнов И.А. Собакинская Е.А. Соболев А.С. Солдатов И.В. Соловьев В.А. Соловьев В.А. Соловьев С.М. Софронов А.П.	213, 458 183 499, 527, 529 275 482 199 191 539 209 384 336 183 382, 403 195, 594, 606 333 229 105 121 34, 366, 525 269 577 135 490 469 336 133 608 143, 313 511 478 (1, 404, 512)	Торопов М.Н. Третьяков И.В. Троицкий Б.Б. Трубников Г.В. Трушин В.Н. Тугушев В.В. Тхумронгсилапа П. Тюрин А.С. У Удалов О.Г. Уздин В.М. Ульянов А.С. Успенская Л.С. Устинов А.В. Устинов А.В. Устинов В.М. Уткин А.А. Ушаков Д.В. Ф Фалеев Н.Н. Фалеев Н.Н. Фалеев Д.В. Фахртдинов Р.Р. Фёдоров К.Г.	193, 195, 197, 594, 606 28 105 209 610 203 313 561 99, 279, 388, 407 71, 125 227 69, 289, 293, 409 73, 570 374 313, 511 581 484 331 158 205 463, 519 596 374	 Ч Чалдышев В.В. Чалков В.Ю. Чаплик А.В. Чапнин В.А. Чеботкевич Л.А. Чеканова Л.А. Черкез В.В. Чигиринский Ю.И Чиж К.В. Чиненков М.Ю. Чубенко Д.Н. Чугров И.А. Чулков Е.В. Чулкова Г.М. Чумаков А.И. Чунарева А.В. Чупрунов Е.В. Чхало Н.И. Х Шабельников Л.Г. Шабельников К.А. Шайхутдинов К.А. Шайхутдинов К.А.	501 250 89, 451 531 283, 285 384, 390 259 435 531 185 51 486 191, 221 28, 525 268 467 610 55, 79, 83, 165, 193, 195, 197, 233, 329, 549, 594, 602, 606, 612 235 235 133 354 339, 459, 509 142
Ссргеев С.М. Сибельдин Н.Н. Сибирев Н.В. Сигов А.С. Сидорин А.П. Сизенев В.С. Силкин В.М. Симагина Л.В. Сисакян А.Н. Ситников А.В. Ситников А.В. Ситников А.В. Ситников А.А. Скориков М.Л. Скороходов Е.В. Скрыль А.С. Скундин А.М. Слемзин В.А. Смирнов Д.А. Смирнов Д.А. Смирнов И.Ю. Смирнов И.Ю. Смирнов И.А. Собакинская Е.А. Соболев А.С. Солдатов И.В. Соловьев В.А. Соловьев В.А. Соловьев В.А. Сосовьев С.М. Софронов А.Г. Спирин К.Е.	213, 458 183 499, 527, 529 275 482 199 191 539 209 384 336 183 382, 403 195, 594, 606 333 229 105 121 34, 366, 525 269 577 135 490 469 336 133 608 143, 313 511 478 61, 494, 513 490	Торопов М.Н. Третьяков И.В. Троицкий Б.Б. Трубников Г.В. Трушин В.Н. Тугушев В.В. Тхумронгсилапа П. Тюрин А.С. У Удалов О.Г. Уздин В.М. Ульянов А.С. Устинов А.Б. Устинов А.Б. Устинов А.В. Устинов В.М. Уткин А.А. Ушаков Д.В. Ф Фалеев Н.Н. Фалеев Н.Н. Фалеев Д.В. Фахртдинов Р.Р. Фёдоров К.Г. Федулов М.И.	193, 195, 197, 594, 606 28 105 209 610 203 313 561 99, 279, 388, 407 71, 125 227 69, 289, 293, 409 73, 570 374 313, 511 581 484 331 158 205 463, 519 596 374 590 411	 Ч Чалдышев В.В. Чалков В.Ю. Чаплик А.В. Чапнин В.А. Чеботкевич Л.А. Чеканова Л.А. Черкез В.В. Чигиринский Ю.И Чиж К.В. Чиненков М.Ю. Чубенко Д.Н. Чугров И.А. Чулков Е.В. Чулкова Г.М. Чумаков А.И. Чунарева А.В. Чупрунов Е.В. Чхало Н.И. Х Шабельников Л.Г. Шабельникова Я.Л. Шайхутдинов К.А. Шалыгин В.А.	501 250 89, 451 531 283, 285 384, 390 259 435 531 185 51 486 191, 221 28, 525 268 467 610 55, 79, 83, 165, 193, 195, 197, 233, 329, 549, 594, 602, 606, 612 235 235 235 133 354 339, 459, 509 143 (5, 207)
Ссргеев С.М. Сибельдин Н.Н. Сибирев Н.В. Сигов А.С. Сидорин А.П. Сизенев В.С. Силкин В.М. Симагина Л.В. Сисакян А.Н. Ситников А.В. Ситников А.В. Ситников А.В. Ситников А.А. Скориков М.Л. Скороходов Е.В. Скрыль А.С. Скундин А.М. Слемзин В.А. Смирнов Д.А. Смирнов Д.А. Смирнов И.Ю. Смирнов И.Ю. Смирнов И.А. Собакинская Е.А. Соболев А.С. Солдатов И.В. Соловьев В.А. Соловьев В.А. Соловьев В.А. Соловьев С.М. Софронов А.Н. Софронов А.Г. Спирин К.Е. Сресели О.М.	213, 458 183 499, 527, 529 275 482 199 191 539 209 384 336 183 382, 403 195, 594, 606 333 229 105 121 34, 366, 525 269 577 135 490 469 336 133 608 143, 313 511 478 61, 494, 513 480 596	Торопов М.Н. Третьяков И.В. Троицкий Б.Б. Трубников Г.В. Трушин В.Н. Тугушев В.В. Тхумронгсилапа П. Тюрин А.С. У Удалов О.Г. Уздин В.М. Ульянов А.С. Успенская Л.С. Устинов А.В. Устинов А.В. Устинов В.М. Уткин А.А. Ушаков Д.В. Ф Фалеев Н.Н. Фалеев Н.Н. Фалеев Д.В. Фахртдинов Р.Р. Фёдоров К.Г. Федулов М.И. Фетисов Л.Ю.	193, 195, 197, 594, 606 28 105 209 610 203 313 561 99, 279, 388, 407 71, 125 227 69, 289, 293, 409 73, 570 374 313, 511 581 484 331 158 205 463, 519 596 374 590 411 67	 Ч Чалдышев В.В. Чалков В.Ю. Чаплик А.В. Чапнин В.А. Чеботкевич Л.А. Чеканова Л.А. Черкез В.В. Чигиринский Ю.И Чиж К.В. Чиненков М.Ю. Чубенко Д.Н. Чугров И.А. Чулков Е.В. Чулкова Г.М. Чумаков А.И. Чунарева А.В. Чупрунов Е.В. Чхало Н.И. Х Шабельников Л.Г. Шабельникова Я.Л. Шайхутдинов К.А. Шалыгин В.А. Шалыгин В.А. Шамирзаев Т.С.	501 250 89, 451 531 283, 285 384, 390 259 435 531 185 51 486 191, 221 28, 525 268 467 610 55, 79, 83, 165, 193, 195, 197, 233, 329, 549, 594, 602, 606, 612 235 235 133 354 339, 459, 509 143 65, 207 180, 277
Ссргеев С.М. Сибельдин Н.Н. Сибирев Н.В. Сигов А.С. Сидорин А.П. Сизенев В.С. Силкин В.М. Симагина Л.В. Сисакян А.Н. Ситников А.В. Ситников А.В. Ситников А.В. Ситников А.А. Скориков М.Л. Скороходов Е.В. Скрыль А.С. Скундин А.М. Слемзин В.А. Смирнов Д.А. Смирнов Д.А. Смирнов И.В. Смирнов К.В. Смирнов К.В. Смирнов К.В. Смирнов К.В. Соладатов И.В. Соловьев В.А. Соловьев В.А. Софронов А.Н. Софронов А.Г. Спирин К.Е. Сресели О.М. Стабкей М.Е.	213, 458 183 499, 527, 529 275 482 199 191 539 209 384 336 183 382, 403 195, 594, 606 333 229 105 121 34, 366, 525 269 577 135 490 469 336 133 608 143, 313 511 478 61, 494, 513 480 596 281	Торопов М.Н. Третьяков И.В. Троицкий Б.Б. Трубников Г.В. Трушин В.Н. Тугушев В.В. Тхумронгсилапа П. Тюрин А.С. У Удалов О.Г. Уздин В.М. Ульянов А.С. Успенская Л.С. Устинов А.Б. Устинов А.Б. Устинов А.В. Устинов В.М. Уткин А.А. Ушаков Д.В. Ф Фалеев Н.Н. Фалеев Н.Н. Фалеев Д.В. Фахртдинов Р.Р. Фёдоров К.Г. Федулов М.И. Фетисов Л.Ю. Фетисов Ю.К.	193, 195, 197, 594, 606 28 105 209 610 203 313 561 99, 279, 388, 407 71, 125 227 69, 289, 293, 409 73, 570 374 313, 511 581 484 331 158 205 463, 519 596 374 590 411 67 250, 263, 541	Ч Чалдышев В.В. Чалков В.Ю. Чаплик А.В. Чапнин В.А. Чеботкевич Л.А. Чеканова Л.А. Черкез В.В. Чигиринский Ю.И Чиж К.В. Чиненков М.Ю. Чубенко Д.Н. Чугров И.А. Чулков Е.В. Чулкова Г.М. Чумаков А.И. Чунарева А.В. Чупрунов Е.В. Чхало Н.И. Х Шабельникова Я.Л. Шабельникова Я.Л. Шайхутдинов К.А. Шалыгин В.А. Шалыгин В.А. Шамирзаев Т.С. Шамиру Д.В.	501 250 89, 451 531 283, 285 384, 390 259 435 531 185 51 486 191, 221 28, 525 268 467 610 55, 79, 83, 165, 193, 195, 197, 233, 329, 549, 594, 602, 606, 612 235 235 133 354 339, 459, 509 143 65, 207 189, 377 525

463	Ширков Г.Д.	209	Яблонский А.Н.	213, 215, 271,
359	Шмагин В.Б.	454		273, 339, 424,
572	Шмаенок Л.А.	81, 83		452, 465, 478
557	Шрайбер Р.	392	Явсин Д.А.	333, 377
364	Шульга С.В.	598	Якимов А.И.	335
421, 445			Яковлев Д.Р.	7,65
181	Щ		Яковлев Ю.П.	543
429, 465, 573	Шур В.Я.	238	Якунин А.М.	598
179	Шушунов А.Н.	435	Якушев О.Ф.	77, 79
77, 79	Щеглов Д.В., и	586	Яссиевич И.Н.	246, 386
209	Щелкачёв Н.М.	375	Яшунин Д.А.	588
250, 445, 452,				
568	Э			
273, 445, 454,	Эскоффиер В.	156		
454	Эченике Р.М.	191		
131, 349, 372,				
395	Ю			
523	Юзефович О.И.	36		
154	Юнин П.А.	614		
490	Юрасов Д.В.	509, 551, 614		
227	Юрьев В.А.	531		
187				
559	Я			
	463 359 572 557 364 421, 445 181 429, 465, 573 179 77, 79 209 250, 445, 452, 568 273, 445, 454, 454 131, 349, 372, 395 523 154 490 227 187 559	463 Ширков Г.Д. 359 Шмагин В.Б. 572 Шмаенок Л.А. 557 Шрайбер Р. 364 Шульга С.В. 421, 445 ІЩ 181 ІЦ 429, 465, 573 Шушунов А.Н. 179 Шушунов А.Н. 77, 79 Щеглов Д.В., и 209 Щелкачёв Н.М. 250, 445, 452, 568 568 Э 273, 445, 454, Эскоффиер В. 395 Ю 523 Юзефович О.И. 154 Юнин П.А. 490 Юрасов Д.В. 227 Юрьев В.А. 187 Я	463 Ширков Г.Д. 209 359 Шмагин В.Б. 454 572 Шмаенок Л.А. 81, 83 557 Шрайбер Р. 392 364 Шульга С.В. 598 421, 445 1 1 429, 465, 573 Шур В.Я. 238 179 Шушунов А.Н. 435 77, 79 Щеглов Д.В., и 586 209 Щелкачёв Н.М. 375 250, 445, 452, 568 Э 568 Э 3 273, 445, 454, Эскоффиер В. 156 395 Ю 191 131, 349, 372, 395 Ю 523 Юзефович О.И. 36 154 Юнин П.А. 614 490 Юрасов Д.В. 509, 551, 614 227 Юрьев В.А. 531 187 559 Я	463 Ширков Г.Д. 209 Яблонский А.Н. 359 Шмагин В.Б. 454 572 Шмаенок Л.А. 81, 83 557 Шрайбер Р. 392 Явсин Д.А. 364 Шульга С.В. 598 Якимов А.И. 421, 445 И Яковлев Д.Р. Яковлев Д.Р. 181 И Яковлев Ю.П. Якунин А.М. 429, 465, 573 Шур В.Я. 238 Якунин А.М. 179 Шушунов А.Н. 435 Якушев О.Ф. 77, 79 Щеглов Д.В., и 586 Яссиевич И.Н. 209 Щелкачёв Н.М. 375 Яшунин Д.А. 250, 445, 452, Эскоффиер В. 156 568 Э Эскоффиер В. 156 395 Ю Воефович О.И. 36 154 Юнин П.А. 614 Юрасов Д.В. 509, 551, 614 490 Юрьев В.А. 531 187 187 559 Я 9 181 187 559 Я 9 161 161

НТ-МДТ — приборостроение для нанотехнологий

Комплексное оснащение нанотехнологических научно-производственных и научно-образовательных центров

OEPA3OBAHNE

НАНОЭДЬЮКАТОР — классы для практического обучения основам нанотехнологий.
 ИНТЕГРА — многофункциональные исследовательские зондовые нанолаборатории.
 НАНОФАБ - модульная платформа для исследования и мелкосерийного производства.



HANKA

124482, Россия, Москва, Зеленоград, корп. 100, т.: +7 (495) 913-5736, +7 (499) 735-0305; ф.:+7 (495) 913-5739, +7 (499) 735-6410; e-mail: spm@ntmdt.ru; http://www.ntmdt.com



Dimension ICON - новый стандарт работы сканирующих зондовых микроскопов:

- Высочайший уровень работы
- Немедленное получение научных результатов
- Простота работы на экспертном уровне
- Одна платформа множество возможностей



- Картирование материалов
- Наноманипуляции
- Нагрев и охлаждение
- Нанотермоанализ
- Электрические методики



Атомная решетка на слюде в контактном режиме при скорости сканирования 0.6Гц. Фрагмент кадра 5000х5000 точек.





ООО "ОПТЭК"

105005, Москва Денисовский пер., 26, Теп.: +7 (495) 933-51-51 +7 (495) 933-51-56 Факс: +7 (495) 933-51-55 office@zeiss.ru www.zeiss.ru Горячая линия: 8-800-2000-567

- Высокое разрешение
- Продвинутые методики
- Нанолитография



Магнитно-силовая микроскопия образца инвара, покрытого никелем.

INTERNATIONAL SCIENCE AND TECHNOLOGY CENTER Krasnoproletarskaya ul. 32-34, P.O. Box 20, 127473 Moscow, Russian Federation Tel: +7 (495) 982-3200 Fax: +7 (499) 978-0110 E-mail: istcinfo@istc.ru; http://www.istc.ru



МЕЖДУНАРОДНЫЙ НАУЧНО-ТЕХНИЧЕСКИЙ ЦЕНТР Краснопролетарская ул. 32-34, а/я 20, 127473 Москва, Российская Федерация Тел: +7 (495) 982-3200 Факс: +7 (499) 978-0110 E-mail: istcinfo@istc.ru; http://www.istc.ru

R&D PARTNERING FOR EU BUSINESS AND RESEARCH COMMUNITY

OPEN INNOVATION IN RUSSIA, COMMONWEALTH OF INDEPENDENT STATES AND GEORGIA

The International Science and Technology Center (ISTC) is an intergovernmental organization dedicated to international scientific cooperation.

Founded on the basis of an international agreement signed by the European Union, Japan, Russian Federation, and the United States of America in 1994, and in 2004 by Canada, ISTC coordinates the efforts of numerous governments, international organizations and private sector organizations, providing scientists from Russia, Georgia and other countries of the Commonwealth of Independent States (CIS) opportunities towards meeting the technological and R&D demands of international business and industry.

Objectives

- Support the transition to market-based economies
- Contribute to solving national and global technological problems
- Encourage the integration of Russian, Georgian and CIS scientists into the international scientific community
- Provide Russian, Georgian and CIS scientists opportunities to use their talents to peaceful activities
- Support basic and applied research

The International Science and Technology Center (ISTC) based in Moscow, works with both governmental and commercial organizations to source highly skilled scientists and research project teams and promotes high-tech innovation developments. ISTC also offers full project management services that take forward R&D projects and partnerships.

EU private companies, government agencies and nongovernmental organizations can access the services of ISTC by applying to become an ISTC Partner through a no-cost application procedure. This is possible because the EU is an ISTC Funding Party and Governing Board Member.

EU's Role in the ISTC

EU is one of the main contributors to the ISTC since its establishment.

EU directly supports the operation of the Moscow-based ISTC Secretariat, including EU staff. Since 1994, EU has contributed over \$ 238.5 million to support scientists through the ISTC and has funded over 965 projects involving more than 41570 scientists with a number of private organizations, institutions and individuals acting as non-funding collaborators.

Moreover, EU has over **55** private and governmental Partners at the ISTC which funded **115** R&D projects managed by ISTC in Moscow for an amount of **\$ 40.9** million.

WHAT ISTC OFFERS TO EU BUSINESS

Cost-Free Technology Searches – With a network of over 900 prestigious institutes and more than 70,000 expert scientists, ISTC provides a cost-free service to assist EU business and research community to identify appropriate research teams and potential R&D partners in Russia, Georgia and CIS

Specialist Project Teams – ISTC can assemble expert project teams to identify and develop nearto market technologies of interest to EU business and research community.

Introduction and Travel Support – ISTC, can support scientists travel to meet potential EU business and research community partners in order to develop Partner Projects, provides bilingual staff to assist Partners with meeting arrangements, visa support and access to specialist research institutes as appropriate. On request ISTC can organize match-making meetings, thematic workshops and seminars.

Professional Project Management – ISTC offers full in-country project management services for R&D projects at 5% of total project cost (0% up to end 2010) and low-cost R&D incentives

Up to €30,000 Project Preparation Funding Support – EU Partners of the ISTC can apply for funding of up to 50 per cent (to a maximum of €30,000) towards a first-time R&D Partner Project Preparation. This is a new initiative supported by the EU, via ISTC

Further Benefits include – Customs and duty-free imports of equipment used in projects, direct and tax-free payments of grants to scientists working on EU partner projects, full on-site project monitoring by ISTC professional staff and the ISTC Partner has complete control of all project funds

For more information on ISTC, contact:

Prof. Waclaw Gudowski, Deputy Executive Director Tel: +7 (495) 982-3138. E-mail: gudowski@istc.ru

Albert Gozal, ISTC EU Promotion Manager 32-34 Krasnoproletarskaya ulitsa, 127473, Moscow, Russian Federation Tel: +7 (495) 982-3281. E-mail: gozal@istc.ru Further details on the ISTC can be found at <u>www.istc.ru</u>



Основной офис

Omicron NanoTechnology GmbH Limburger Str. 75 65232 Taunusstein Germany Тел: (+)49 - 61 28 98 70 Факс: (+)49 - 61 28 98 71 85 E-mail: <u>info@omicron.de</u> Web: <u>www.omicron.de</u> Представительство в России ООО «ТерРаЛаб НТС» Тел: (+)7 - 49 59 39 11 06 Факс: (+)7 - 49 59 39 17 53 E-mail: ilya@trlsys.ru

Компания Omicron NanoTechnology является признанным мировым лидером среди производителей аналитического оборудования для научных исследований в области нанотехнологий. Используя инновационные технологии, мы создаем приборы, которые отвечают самым высоким современным требованиям, и объединяем их в уникальные многофункциональные аналитические системы. Многофункциональность это наша философия.

- Установка «MULTIPROBE LT» Атомно-силовой микроскоп с атомарным пространственным разрешением, работающий при температуре 5 К с использованием технологии Q-plus сенсора.
- «UHV NANOPROBE» Возможность электрических измерений на структурах с характерным размером <10 нм.
- «ESCA+» Быстрая, надежная и высокоэффективная реализация методов электронной спектроскопии в задачах химического анализа.
- «MULTIPROBE MBE» Молекулярно-лучевая эпитаксия на небольших образцах и 4дюймовых пластинах.
- «NanoSAM Lab» Комбинация сверхвысоковакуумной сканирующей электронной микроскопии с пространственным разрешением до 3 нм и сканирующей Оже-микроскопии с пространственным разрешением до 5 нм.
- «NanoESCA» Сканирующая электронная спектроскопия с пространственным разрешением 650 нм для химического анализа.
- Одновременное приготовление образцов и их исследование в многофункциональных сверхвысоковакуумных системах комплексное решение задач наноаналитики.
- Универсальные комплексы молекулярно-лучевой эпитаксии, магнетронного напыления, сканирующей зондовой микроскопии, напыления тонких пленок, отжига, послойного осаждения пленок и др. – возможность создания материалов будущего уже сегодня!

Мы поддерживаем более 30 различных экспериментальных методик, и для каждой в нашей компании найдутся специалисты, которые могут оказать Вам поддержку в планировании проекта, оценят пригодность методов, помогут в проектировании системы, проведут практическое обучение на оборудовании и осуществят модернизацию имеющейся у Вас системы.

Кроме широкого набора стандартных модульных установок мы предлагаем и уникальные индивидуальные решения. Используя специальные знания и широкую инфраструктуру, Omicron разрабатывает совершенно новые решения, которые наиболее полно соответствуют специальным требованиям Заказчика. Мы всегда поддерживаем наших Заказчиков в проведении их исследований, мы - научно- исследовательская компания с более чем двадцатилетним опытом работы.

www.omicron.de www.trlsys.ru

ОБОРУДОВАНИЕ ДЛЯ НАНОТЕХНОЛОГИЙ И НАНОСТРУКТУРНОГО АНАЛИЗА МАТЕРИАЛОВ И ПОКРЫТИЙ

Системы для анализа поверхности методиками ЭСХА



ТНЕТА РROBE Прорыв в технологиях анализа поверхности и покрытий методами на основе РФЭС. Позволяет проводить количественный и качественный анализ поверхности различных материалов и исследования ультратонких плёнок. Прибор обладает уникальной функцией построения карт распределения химических элементов по поверхности, карт толщин покрытий, распределения примесей и т.д. Уникальная методика PARXPS позволяет проводить широкий спектр неразрушающих исследований на неподвижном образце (последовательность слоёв, глубинное профилирование, анализ толщины скрытых слоёв, анализ однородности толщины, состава, и концентрации в отдельном слое и т.д.). Система уникальна в своём роде, и, при использовании запатентованной методики PARXPS разрешение при неразрушающем профилировании по глубине достигает <0.1 нм.

Системы для наномеханических испытаний (индентирование, скретч, износ и т.д.)



Сканирующая зондовая микроскопия

СурherTM – Атомно-силовой микроскоп следующего поколения от мирового лидера зондовых микроскопов Asylum Research. Первый за десятилетие Атомно-Силовой Микроскоп, обладающий атомарным разрешением сканирования и суб-нанометровым позиционированием (NPSTM) в режиме CLOSED LOOP– точность позиционирования менее 60 пм по XYZ, предельно низкий уровень шумов, система автоматической настройки лазера и фотодиода SpotOnTM, новые запатентованные методики ACM Dual ACTM. Объем данных неограничен, изображения до 8,000х8,000 точек. Микроскопы Asylum Research Inc. сочетают современные достижения в зондовой микроскопии и огромный накопленный опыт работы прикладных учёных.

TI 950 и TI 900 TRIBOINDENTER™

Платформа Triboindenter была разработана как автоматизированный инструмент с большой скоростью пропускания образцов и поддержкой всего спектра методик наномеханических испытаний, разработанных Hysitron Inc. Запатентованная конструкция датчика-преобразователя позволяет проводить испытания с непревзойдёнными стабильностью и гибкостью, используя различные методики, размеры и типы образцов. Широчайший набор методик делает систему гибким инструментом для наномеханических испытаний для нужд науки и производств.



Термоанализ наноструктур

Vesta – первый в мире прибор для локального ТМА анализа на микро и нано уровне. В сочетании с ТТМ (микроскопия температур перехода) прибор снискал большую популярность в фармацевтических исследованиях, материаловедении полимеров, наноиндустрии. Nano-TA – это методика, основанная на возможности нагрева зонда для исследования термических свойств материала поверхности. Увеличивая температуру на зонде и измеряя смещение зонда относительно начальной точки, производится исследование температур стеклования и плавления. Локализованность метода позволяет исследовать компоненты смеси, композиты, многослойные материалы и дефекты, лекарственные средства и т.д.



8-800-200-42-25 (Звонок по РФ бесплатный)

WWW.INTERTECH-CORP.RU

СОДЕРЖАНИЕ 2-го ТОМА

Денисенко М.В., Сатанин А.М., Ashhab S., Nori F. Амплитудная спектроскопия многоуровневых квантовых систем	. 305
Волков В.А., Загороднев И.В., Еналдиев В.В. Свойства графена: избранные результаты	. 307
Хохлов Д.Р. Высокочувствительные приемники терагерцового диапазона для космических приложений	309
<i>Романова Ю.Ю., Демидов Е.В., Романов Ю.А.</i> Зинеровское туннелирование в гетерогенных сверхрешётках	. 311
Воробьев Л.Е., Винниченко М.Я., Фирсов Д.А., Зерова В.Л., Паневин В.Ю., Софронов А.Н., Тхумронгсилапа П., Устинов В.М., Жуков А.Е., Васильев А.П., Shterengas L., Kipshidze G., Hosoda T., Belenky G. Разогрев носителей заряда в квантовых ямах при оптической и токовой инжекции электронно-дырочных пар	. 313
Журавлев А.Г., Половодов П.А., Торопецкий К.В., Альперович В.Л. Атомные реконструкции и электронные состояния поверхности GaAs с адсорбированными слоями сурьмы и цезия	. 315
<i>Терехов А.С.</i> Полупроводниковые фотоэмиттеры с эффективным отрицательным электронным сродством: пример «приклалной нанотехнологии».	317
<i>Мамин Р.Ф., Бизяев Д.А., Бухараев А.А.</i> Локально-индуцированные заряженные поляризационные состояния в манганитах	319
<i>Мартынович Е.Ф., Кузнецов А.В., Ракевич А.Л.</i> Изучение фотофизических процессов на одиночном центре окраски методом сканирующей люминесцентной микроскопии с времякоррелированным сцетом одиноши и фотоцов	321
Khodan A N In situ studies of the nucleation kinetic and single layers growth rate of epitaxial SrTiO ₂ films	323
Корнилов В.М., Лачинов А.Н., Жданов Э.Р. К вопросу об аномально высокой электропроводности субмикронных пленок широкозонных полимерных лиэлектриков	325
Belvakov V A, Kaputkina N Edge localized modes of cold neutrons and X-Rays in periodic condensed media	327
Горай Л.И., Чхало Н.И., Вайнер Ю.А. Обнаружение квазипериодических граней {11n}, n = 711 в образцах с Ge/Si квантовыми точками с помощью рентгеновской рефлектометрии скользящего паления.	329
<i>Пунегов В.И., Фалеев Н.Н.</i> Рассеяние рентгеновских лучей на многослойных структурах с квантовыми точками	. 331
Гуревич С.А., Андроников Д.А., Давыдов В.Ю., Кожевин В.М., Макаренко И.В., Титков А.Н., Явсин Д.А., Кулова Т.Л., Скундин А.М. Структурные и электрические свойства гранулированных пленок из аморфных наночастиц Si, полученных методом лазерного электродиспергирования	. 333
Пчеляков О.П., Войцеховский А.В., Никифоров А.И., Паханов Н.А., Якимов А.И. Молекулярная эпитаксия наноструктур на основе кремния и германия	. 335
Семенов А.Н., Комков О.С., Мельцер Б.Я., Соловьев В.А., Кириленко Д.А., Ситникова А.А., Надточий А.М., Копьев П.С., Пихтин А.Н., Иванов С.В. Особенности роста и свойства гетероструктур с гигантским рассогласованием периодов решеток в системе GaAs/Al _x In _{1-x} Sb	. 336
Мурзина Т.В., Бессонов В.О., Никулин А.А., Акципетров О.А. Нелинейно-оптическая спектроскопия кремниевых наночастиц	. 338
Шалеев М.В., Новиков А.В., Байдакова Н.А., Яблонский А.Н., Кузнецов О.А., Дроздов Ю.Н., Лобанов Д.Н. Управление положением и шириной линии фотолюминесценции от гетероструктур с Ge(Si)-островками, заключенными между напряженными Si-слоями	. 339
Дорохин М.В., Зайцев С.В., Бричкин А.С., Вихрова О.В., Данилов Ю.А., Дёмина П.Б., Звонков Б.Н., Кулаковский В.Д., Прокофьева М.М. Влияние параметров δ <mn>-легирования GaAs-барьера на циркулярно-поляризованную люминесценцию гетероструктур GaAs/InGaAs</mn>	. 341
Зайцев С.В., Дорохин М.В., Вихрова О.В., Данилов Ю.А., Звонков Б.Н. Спиновая поляризация носителей в гетероструктурах на основе InGaAs/GaAs с ферромагнитным δ- <mn>-слоем в барьере</mn>	. 343
Моисеев К.Д., Березовец В.А., Парфеньев Р.В., Михайлова М.П., Подольский В.В., Кудрявцева О., Кудрявцев Ю. Квантовый магнитранспорт в узкозонных гетероструктурах II типа в системе твердых растворов GaSb-InAs, легированных магнитной примесью	. 345
Карпович И.А., Хапугин О.Е., Горбачева Е.А. Фотомагнитный эффект в гетеронаноструктурах с квантовой ямой InGaAs/GaAs и дельта-слоем Mn	. 347

Аладышкин А.Ю., Нефедов И.М., Адамчик Д.А., Шерешевский И.А. Термодинамические и транспортные свойства мезоскопических сверхпроводников в неоднородном поле магнитных доменов	. 349
Аладышкин А.Ю., Володин А.П., Мощалков В.В. Влияние толщины ферромагнитной подложки на магнитосопротивление тонкопленочных гибридных структур сверхпроводник – ферромагнетик	. 350
<i>Гельман А.И., Сатанин А.М.</i> Релаксационная динамика сверхпроводящих джозефсоновских кубитов в сильном переменном поле	. 352
Гохфельд Д.М., Балаев Д.А., Петров М.И., Попков С.И., Шайхутдинов К.А., Вальков В.В. Асимметрия гистерезиса намагниченности гранулированных сверхпроводников	. 354
Семёнов А.В., Девятов И.А., Крутицкий П.А., Куприянов М.Ю. Центр проскальзывания фазы в сверхпроводящей нанопроволоке: зависимость барьера свободной энергии от транспортного тока, магнитного поля и температуры	. 356
Карминская Т.Ю., Куприянов М.Ю., Голубов А.А. Управление транспортными свойствами FSF структур	. 358
Кленов Н.В., Корнев В.К., Пугач Н.Г., Шарафиев А.В., Бакурский С.В. Джозефсоновские ф-контакты на основе гетероструктур с ферромагнитными прослойками	. 359
<i>Кузнецов В.И., Фирсов А.А.</i> Нарушение hc/2e-периодичности осцилляций типа Литтла – Паркса в сверхпроводящем мезоскопическом кольце	. 361
Востоков Н.В., Дроздов М.Н., Дроздов Ю.Н., Мастеров Д.В., Павлов С.А., Парафин А.Е. Исследование зависимости электрофизических и структурных параметров YBCO-пленки при изменении ее толщины	. 363
<i>Мельников А.С., Миронов С.В., Шаров С.В.</i> Флуктуационная проводимость в гибридных системах сверхпроводник – ферромагнетик	. 364
<i>Ожегов Р.В., Гронский П.В., Дивочий А.В., Смирнов К.В., Гольцман Г.Н.</i> Корреляционный счетчик одиночных фотонов, основанный на сверхпроводящем однофотонном детекторе	. 366
Вакс В.Л., Мастеров Д.В., Павлов С.А., Парафин А.Е., Приползин С.И. ВТСП дисковый резонатор для высокостабильного гетеродина	. 368
<i>Румянцева Т.С., Марченков А.Н.</i> Влияние механических вибраций на электронный транспорт в сверхпроводящих наноконтактах	. 370
Савинов Д.А., Позднякова В.И., Нефёдов И.М., Шерешевский И.А., Рыжов Д.А., Аладышкин А.Ю. Рождение и депиннинг пар вихрь – антивихрь в поле магнитного диполя	. 372
Фёдоров К.Г., Устинов А.В. Флаксонный детектор состояний кубитов	. 374
Мельников А.С., Хаймович И.М., Щелкачёв Н.М. Магнитные свойства гибридных структур «сверхпроводник – монослой графена и двумерный электронный газ»	. 375
Андроников Д.А., Ильющенков Д.С., Гуревич С.А., Кожевин В.М., Явсин Д.А., Титков А.Н., Шамшур Д.В. Магнитосопротивление гранулированных пленок, состоящих из наночастиц Со, полученных методом лазерного электродиспергирования	. 377
Артемьев Е.М., Артемьев М.Е. Перпендикулярная магнитная анизотропия в плёнках Со ₅₀ Pt ₅₀ , Со ₅₀ Pd ₅₀ и Со ₅₀ Pt _{50-x} Pd _x	. 379
Вдовичев С.Н., Грибков Б.А., Гусев С.А., Климов А.Ю., Миронов В.Л., Рогов В.В., Фраерман А.А. Исследования состояний намагниченности в многослойных ферромагнитных частицах субмикронного размера	. 381
Гусев С.А., Грибков Б.А., Климов А.Ю., Скороходов Е.В. Формирование наноструктур с помощью ионных и электронных пучков	. 382
Исхаков Р.С., Денисова Е.А., Комогорцев С.В., Чеканова Л.А., Калинин Ю.Е., Ситников А.В. Ферромагнитный резонанс и магнитная микроструктура в пленках нанокомпозитов Co _x (SiO ₂) _{1-x} ,(CoFeB) _x (SiO ₂) _{1-x}	. 384
Ильющенков Д.С., Козуб В.И., Яссиевич И.Н. Ферромагнитные стекла на основе наночастиц никеля	. 386
Караштин Е.А., Удалов О.Г., Фраерман А.А. Особенности поглощения электромагнитных волн в системах с неколлинеарным распределением намагниченности	. 388
Комогорцев С.В., Исхаков Р.С., Кузнецов П.А., Беляева А.И., Бондаренко Г.Н., Чеканова Л.А. Ферромагнитный резонанс в нанокристаллических сплавах Fe _{73.5} CuNb ₃ Si _{13.5} B ₉	. 390
Дровосеков А.Б., Крейнес Н.М., Кузюк И.В., Холин Д.И., Бюрглер Д.Е., Шрайбер Р. Исследования межслойного обмена в трехслойных структурах Fe/Si/Fe методом ФМР	. 392

Звонков Б.Н., Вихрова О.В., Данилов Ю.А., Дроздов Ю.Н., Кудрин А.В., Сапожников М.В. Влияние напряжений сжатия и растяжения в слоях GaMnAs на их магнитные свойства	393
Миронов В.Л., Грибков Б.А., Ермолаева О.Л., Нефедов И.М., Каретникова И.Р., Шерешевский И.А. Перемагничивание нанодисков CoPt с перпендикулярной анизотропией в поле зонда магнитно-силового микроскопа.	395
Zvezdin A.K., Plokhov D.I., Popov A.I. Macroscopic quantum tunneling of toroidal moment in Ising-type rare-earth clusters	397
Аронзон Б.А., Рыльков В.В., Панков М.А., Мейлихов Е.З., Драченко А.Н., Давыдов А.Б., Веденеев А.С. Ферромагнетизм и электронный транспорт в 2D-структурах GaAs/InGaAs/GaAs с б-слоем Mn	399
Семенов В.Г., Панчук В.В. Мессбауэровская спектроскопия магнитных наноструктур	401
Гусев С.А., Дроздов М.Н., Петров В.Н., Скороходов Е.В. Минимизация влияния загрязнений в SEMPA	403
Стогний А.И., Пашкевич М.В., Новицкий Н.Н., Беспалов А.В., Fettar F. Ионно-лучевое конструирование многослойных наноструктур Co/TiO ₂ с объемными свойствами парциальных слоев	405
<i>Татарский Д.А., Удалов О.Г., Фраерман А.А.</i> Невзаимность отражения неполяризованных нейтронов системой трех ферромагнитных зеркал с некомпланарной намагниченностью	407
<i>Успенская Л.С., Егоров С.В.</i> Влияние конечных размеров и формы на кинетику перемагничивания пермаллоя в гетероструктурах FeNi/Nb	409
<i>Манкевич А.С., Корсаков И.Е., Фетисов Л.Ю., Перов Н.С.</i> Тонкие эпитаксиальные пленки La _{1-x} K _x MnO ₃ и гетероструктуры на их основе	411
Фомин Л.А., Маликов И.В., Михайлов Г.М. Исследование механизмов перемагничивания эпитаксиальных микроструктур Fe (001) во внешнем магнитном поле	412
<i>Хизриев К.Ш., Джамалутдинова И.С.</i> Обменные взаимодействия в магнитном молекулярном нанокластере V ₁₅	414
Акимов А.Б., Гиппиус Н.А., Тиходеев С.Г. Оптические свойства периодических структур вблизи резонансов и аномалий Вуда – Рэлея	416
Алкеев Н.В., Аверин С.В., Дорофеев А.А., Гладышева Н.Б., Торгашин М.Ю. Резонансно-туннельный диод на основе гетеросистемы GaAs/AlAs для субгармонического смесителя	417
Алешкин В.Я., Афоненко А.А., Панфиленок Е.С. Нелинейная генерация разностной частоты в полупроводниковых лазерах с распределенной обратной связью	419
Бекин Н.А., Цыпленков В.В., Шастин В.Н. Инверсная населенность состояний и усиление на примесно-зонных переходах в квантово-каскадных кремний-германиевых гетероструктурах <i>n</i> -типа	421
Беляков В.А., Бурдов В.А., Конаков А.А. Блокада миграции возбужденных носителей в ансамблях нанокристаллов кремния, легированных фосфором	423
Байдусь Н.В., Бирюков А.А., Звонков Б.Н., Некоркин С.М., Алешкин В.Я., Дубинов А.А., Яблонский А.Н. Одновременная генерация ТЕ- и ТМ-мод в гетеролазере AllnGaAs/GaAsP/AlGaAs/GaAs с квантовыми ямами	. 424
Алёшкин В.Я., Бурдейный Д.И., Гавриленко Л.В. Резонанс Фано в спектре примесной фотопроводимос в полярных полупроводниках, легированных водородоподобной примесью	ти 426
Бурдов В.А., Курова Н.В., Беляков В.А. Оже-рекомбинация в кремниевых нанокристаллах	428
Оболенский С.В., Востоков Н.В., Мурель А.В., Шашкин В.И. Моделирование методом Монте-Карло транспорта горячих электронов в диоде Мотта	429
<i>Гусев О.Б., Прокофьев А.А., Маслова О.А., Теруков Е.И.</i> Оптические переходы в нанокристаллах Si в матрице SiO ₂	431
Ахлестина С.А., Васильев В.К., Вихрова О.В., Данилов Ю.А., Звонков Б.Н., Некоркин С.М. Управление длиной волны излучения квантовых ям InGaAs/GaAs и лазерных структур на их основе с помощью протонного облучения	433
Демидов Е.С., Михайлов А.Н., Белов А.И., Карзанова М.В., Демидова, Н.Е., Чигиринский Ю.И., Шушунов А.Н., Тетельбаум Д.И., Горшков О.Н., Европейцев Е.А. Свойства пористого кремния, пропитанного теллуридным стеклом с примесями РЗМ	435
<i>Деребезов И.А., Гайслер В.А.</i> Лазер с вертикальным резонатором для миниатюрного атомного эталона частоты на основе Rb ⁸⁷	437
Алешкин В.Я., Дубинов А.А., Рыжий В.И. Терагерцовый лазер на основе многослойной графеновой структуры с вертикальным резонатором Фабри – Перо и оптической накачкой	439

Жигунов Д.М., Тимошенко В.Ю., Кашкаров П.К., Hiller D., Zacharias М. Изучение влияния морфологии кремниевых нанокластеров на процессы возбуждения и девозбуждения ионов Er ³⁺	и 441
Алёшкин В.Я., Антонов А.В., Жолудев М.С., Паневин В.Ю., Воробьев Л.Е., Фирсов Д.А., Васильев А.П., Жуков А.Е. Поляризационная зависимость резонансов Фано в спектрах примесной фотопроводимости квантовых ям легированных мелкими донорами	443
Жукавин Р.Х., Бекин Н.А., Шастин В.Н., Пряхин Д.А., Шенгуров Д.В., Дроздов М.Н., Дроздов Ю.Н., Денисов С.А., Шенгуров В.Г. Туннелирование через легированный бором Si барьер в гетероструктурах Si/GeSi	445
Иконников А.В., Антонов А.В., Ластовкин А.А., Гавриленко В.И., Садофьев Ю.Г., Samal N. Исследования спектров излучения квантовых каскадных лазеров терагерцового диапазона с высоким спектральным разрешением	447
Kazakov I.P., Glazyrin E.V., Shmelev S.S., Kukin V.N., Savinov S.A. Optical diagnostics of GaAs nanoheterostructures growth	449
Ковалев В.М., Чаплик А.В. Магнитоплазменные колебания в квантовом кольце конечной ширины	451
<i>Красильникова Л.В., Яблонский А.Н., Степихова М.В., Шенгуров В.Г., Красильник З.Ф.</i> Влияние релаксации упругих напряжений на люминесцентные свойства и процессы возбуждения редкоземельной примеси в эпитаксиальных структурах Si _{1-x} Ge _x :Er/Si	452
<i>Кудрявцев К.Е., Шмагин В.Б., Шенгуров Д.В., Красильник З.Ф.</i> Электролюминесценция центра Er-1 в диодных структурах Si:Er/Si при ударном механизме возбуждения	454
<i>Кукушкин В.А.</i> Безынверсное усиление излучения в полупроводниковых наноструктурах с квантовыми ямами: путь к созданию частотно-перестраиваемого дальнего инфракрасного и ТГц-лазера	456
Курицын Д.И., Алёшкин В.Я., Гавриленко Л.В., Крыжков Д.И., Сергеев С.М., Звонков Б.Н. Исследование кинетики возгорания лазерной генерации гетероструктур с квантовыми ямами GaAs/In _x Ga _{1-x} As	458
Антонов А.В., Дроздов Ю.Н., Красильник З.Ф., Кудрявцев К.Е., Лобанов Д.Н., Новиков А.В., Шалеев М.В., Шенгуров Д.В., Тонких А.А., Zakharov N.D., Werner P. Влияние упругих напряжений на люминесценцию и фотопроводимость Ge(Si)/Si(001) самоформирующихся наноостровков	459
Лобанов С.В., Тиходеев С.Г., Гиппиус Н.А., Weiss Т. Оптические характеристики осциллирующего точечного диполя в двумерных фотонных кристаллах	461
Маремьянин К.В., Ермолаев Д.М., Фатеев Д.В., Морозов С.В., Малеев Н.А., Земляков В.Е., Гавриленко В. Попов В.В., Шаповал С.Ю. Широкоапертурный детектор терагерцового излучения на основе транзисторной структуры GaAs/InGaAs со щелевым решеточным затвором большой площади	И., 463
Молдавская Л.Д., Антонов А.В., Дроздов М.Н., Шашкин В.И., Хрыкин О.И., Яблонский А.Н. Фотопроводимость структур InAs/GaAs с нанокластерами InAs в ближнем ИК-диапазоне	465
Новиков И.И., Савельев А.В., Чунарева А.В., Аракчеева Е.М., Гордеев Н.Ю., Максимов М.В., Паюсов А.С., Леденцов Н.Н. Температурно-стабильный торцевой инжекционный лазер	467
Перов А.А., Хомицкий Д.В., Солнышкова Л.В. Диэлектрический отклик и магнитооптические эффекты воздействия излучения терагерцового диапазона на сверхрешётку со спин-орбитальным разимолействием	469
Muravjov A.V., Veksler D.B., Popov V.V., Pala N., Hu X., Gaska R., Saxena H., Peale R.E., Shur M.S. High-temperature terahertz plasmons in AlGaN/GaN grating-gate HEMTs	471
<i>Прокофьева М.М., Дорохин М.В., Данилов Ю.А., Кудрин А.В., Вихрова О.В.</i> Электролюминесценция квантово-размерных гетероструктур InGaAs/GaAs с ферромагнитными инжекторами вида (A ³ ,Mn)B ⁵	473
Рябова Л.И., Добровольский А.А., Галеева А.В., Никорич А.В., Дашевский З.М., Касиян В.А., Бельков В.В., Ганичев С.Д., Хохлов Д.Р. Фотопроводимость твердых растворов на основе Pb _{1-x} Sn _x Te(In)	475
<i>Савельев А.В., Жуков А.Е.</i> Оптический шум в нуль-мерных системах: полупроводниковые лазеры с квантовыми точками	477
Алешкин В.Я., Андреев Б.А., Гавриленко В.И., Морозов С.В., Яблонский А.Н., Спиваков А.Г., Sadofyev Yu.G., Samal N. Особенности кинетики фотолюминесценции гетероструктур GaAs/GaAsSb с квантовыми ямами	478
Ельцина О.С., Вайнштейн Ю.С., Беляков Л.В., Горячев Д.Н., Сресели О.М. Рост эффективности фотоответа нанопористого кремния	480
Боряков А.В., Николичев Д.Е., Грачев А.Б., Сидорин А.П., Белов А.И., Ершов А.В., Михайлов А.Н., Тетельбаум Д.И. Формирование и «белая» фотолюминесценция нанокластеров в пленках SiO, имплантированных ионами углерода	482

Ушаков Д.В. Самосогласованный расчет спектральных характеристик квантово-каскадных структур	. 484
Ершов А.А., Чугров И.А., Ершов А.В., Нежданов А.В., Машин А.И., Михайлов А.Н., Тетельбаум Д.И. Оптические свойства многослойных нанопериодических структур <i>a</i> -SiO _x /ZrO ₂ и <i>a</i> -Si/ZrO ₂ , подвергнутых легированию и отжигу	. 486
Здоровейщев А.В., Байдусь Н.В., Звонков Б.Н., Демина П.Б. Управление самоорганизацией массива квантовых точек InAs при росте методом газофазной эпитаксии на δ-легированном сурьмой буферном слое GaAs	. 488
Германенко А.В., Миньков Г.М., Рут О.Э., Солдатов И.В., Шерстобитов А.А. Слабополевая аномалия эффекта Холла в двумерных системах	. 490
Козлов В.А., Вербус В.А. Туннельный транспорт электронов через гетеробарьеры с нанометровыми неоднородностями	. 492
Козлов Д.В., Спирин К.Е., Иконников А.В., Гавриленко В.И., Drachenko O., Sheider H., Helm M. Резонансные состояния мелких акцепторов в Ge в квантующем магнитном поле	. 494
Багаев В.С., Кривобок В.С., Новиков А.В., Николаев С.Н., Онищенко Е.Е. Особенности фазового перехода «газ – жидкость» в квантовых ямах SiGe/Si с низким содержанием германия	. 496
Морозова Е.Н., Котельников И.Н., Дижур С.Е., Девятов Э.В., Долгополов В.Т. Туннельная плотность состояний вблизи уровня Ферми двумерной электронной системы высокой плотности	. 497
Назаренко М.В., Сибирев Н.В., Дубровский В.Г. Скорость роста и кристаллическая фаза нитевидных нанокристаллов	. 499
Неведомский В.Н., Берт Н.А., Чалдышев В.В., Преображенский В.В., Путято М.А., Семягин Б.Р. Структуры GaAs с полупроводниковыми и металлическими квантовыми точками InAs и As, полученные самоорганизацией в едином процессе молекулярно-пучковой эпитаксии	. 501
Оболенский С.В., Кудрявцев К.Е., Лобанов Д.Н., Новиков А.В. Моделирование транспорта носителей заряда в светодиоде с SiGe/Si(001) самоформирующимися островками с учетом процесса излучательной рекомбинации	. 503
Панин А.Н., Вакс В.Л., Павельев Д.Г., Кошуринов Ю.И., Антонов А.В. Применение диодов на основе полупроводниковых сверхрешеток в умножителях частоты терагерцового диапазона	. 505
Кашин С.М., Сатанин А.М. Динамическое туннелирование электронов через квантовую точку в условиях кулоновской блокады	. 507
Дроздов М.Н., Красильник З.Ф., Кузнецов А.Д., Новиков А.В., Шалеев М.В., Юрасов Д.В. Использования сегрегации сурьмы для управляемого легирования кремния и Si/Ge-гетероструктур	ие . 509
Сошников И.П., Цырлин Г.Э., Самсоненко Ю.Б., Ильинская Н.Д., Задиранов Ю.М., Устинов В.М.	
Рост GaAs HHK в мезаструктурах	. 511
Спирин К.Е., Иконников А.В., Криштопенко С.С., Гавриленко В.И., Дворецкий С.А., Михайлов Н.Н. Спиновое расщепление в гетероструктурах HgTe/CdHgTe (013) с квантовыми ямами	. 513
<i>Тележников А.В., Демиховский В.Я.</i> Зонный спектр мультислойных гетероструктур (сверхрешеток) со спин-орбитальным взаимодействием Дрессельхауза	. 515
Костюк А.Б., Белов А.И., Лаптев Д.А., Вихорева Ю.В., Нежданов А.В., Ершов А.В., Михайлов А.Н., Демидов Е.С., Тетельбаум Д.И. Особенности формирования и свойства светоизлучающих структур на основе ионно-синтезированных нанокристаллов кремния в оксидных матрицах	. 517
Фатеев Д.В., Попов В.В. Трансформация плазмонного спектра в транзисторной структуре с решеточным затвором и пространственно модулированным двумерным электронным каналом	. 519
Хазанова С.В., Василевский М.И. Влияние эффекта сегрегации на туннельный ток в двух- и многобарьерных гетероструктурах InGaAs/GaAs	. 521
Хомицкий Д.В., Шерман Е.Я. Электрическая спинтроника: управление спином и зарядом в двойной квантовой яме со спин-орбитальным взаимодействием	. 523
Шангина Е.Л., Смирнов К.В., Морозов Д.В., Ковалюк В.В., Веревкин А.А., Чулкова Г.М., Гольцман Г.Н. Торопов А.И. Полупроводниковые смесители субмиллиметрового диапазона с фононным каналом	·,
охлаждения двумерных электронов Сибирев Н.В., Цырлин Г.Э., Буравлёв А.Д., Назаренко М.В., Самсоненко Ю.Б., Тимофеева М.А.,	. 525
<i>Дубровский В.Г.</i> Поверхностная энергия III-V соединений и нелинейные эффекты роста полупроводниковых нитевидных нанокристаллов	. 527

<i>Дубровский В.Г., Сибирев Н.В., Назаренко М.В.</i> Методы управления функцией распределения наночастиц по размерам	529
Арапкина Л.В., Юрьев В.А., Чиж К.В., Чапнин В.А. Зарождение и рост hut-кластеров Ge на поверхности Si(001) при низких температурах	531
<i>Афанаскин А.Ю., Машин А.И., Нежданов А.В., Ершов А.В.</i> Изучение влияния отжига и температуры подложки на структуру аморфного кремния	533
<i>Беспалов А.В.</i> Применение сфокусированных ионных пучков для анализа поперечных сечений и дефектов роста методами СПЭМ и РЭМ в пленках GaN	535
<i>Бухараев А.А., Бизяев Д.А., Бородин П.А., Нургазизов Н.И., Меркутов И.В.</i> Формирование магнитных микро- и наноструктур с помощью локального анодного окисления пленок кобальта	537
Симагина Л.В., Волк Т.Р., Гайнутдинов Р.В., Лысова А.Л., Толстихина А.Л., Ивлева Л.И. Особенности релаксации 1D- и 2D-доменных структур, записанных в кристаллах ниобата бария – стронция при помощи атомно-силового микроскопа	539
Горшков А.П., Карпович И.А., Филатов Д.О., Павлова Е.Д., Дорохин М.В. Влияние δ-слоя Мп на спектры фоточувствительности структур с квантовыми ямами In _x Ga _{1-x} As /GaAs	541
Дементьев П.А., Пархоменко Я.А., Алексеев П.А., Львова Т.В., Михайлова М.П., Титков А.Н., Яковлев Ю.П., Моисеев К.Д. Транспортные свойства одиночной квантовой точки II типа в узкозонной системе InSb/InAs	543
Дорофеев И.А. О резонансных взаимодействиях в трёхчастичных системах	544
Дорофеев И.А. Гамильтониан электромагнитного поля реальной системы и квантовые уравнения движения	546
Виноградов Е.А., Дорофеев И.А. Корреляционные свойства термостимулированных полей твёрдых тел в ближней зоне и принцип неопределённости для сопряжённых переменных	548
Дроздов М.Н., Дроздов Ю.Н., Барышева М.М., Беспалов А.А., Полковников В.Н., Чхало Н.И. Послойный анализ многослойных металлических структур Pd/B ₄ C, Ni/C, Cr/Sc методом ВИМС с использованием кластерных вторичных ионов: проблема повышения разрешения по глубине	549
Дроздов М.Н., Дроздов Ю.Н., Лобанов Д.Н., Новиков А.В., Юрасов Д.В. Анализ чувствительности масс-спектрометра TOF.SIMS-5 к матричным элементам в слоях GeSi при регистрации комплексных ионов.	551
Истомин Л.А., Карпович И.А. Динамический эффект поля в гетеронаноструктурах с квантовой ямой и квантовыми точками In(Ga)As/GaAs, легированных δ-слоем Mn	553
Каверин Б.С., Объедков А.М., Кириллов А.И., Егоров В.А., Семенов Н.М., Домрачев Г.А., Каверина Л.Б. Гусев С.А., Мансфельд А.Д. Фиксация многостенных углеродных нанотрубок в металлических матрицах методом MOCVD с целью создания различных наноустройств	., 555
Клоков А.Ю., Шарков А.И., Галкина Т.И. Генерации поверхностных акустических волн гигагерцового диапазона в наноструктурах при пикосекундном оптическом возбуждении	557
Павлов Д.А., Коротков Е.В., Шиляев П.А., Кривулин Н.О., Борбов А.И. Методика определения модуля Юнга слоёв кремния на сапфире посредством АСМ	559
<i>Машин А.И., Кудряшов М.А., Тюрин А.С., Кидикимо Дж., Де Фильпо Дж.</i> Изучение морфологии и оптических свойств структур «наночастицы серебра в полиакрилонитриле»	561
Лапшин Р.В., Азанов П.В., Ильичёв Э.А., Петрухин Г.Н., Купченко Л.Л. Формирование в аргоновой плазме тлеющего разряда каталитических наночастиц никеля для низкотемпературного синтеза углеродных наноструктур	563
Маловичко И.М., Остащенко А.Ю., Леесмент С.И. Фазокомпенсирующий метод обратной динамики	565
Митрофанов А.В., Доронин М.С., Грибков Б.А., Миронов В.Л., Карбань О.В., Хлопов Д.В., Апель П.Ю., Левкович Н.В., Орелович О.Л. Исследования методами АСМ влияния химического травления на поверхность пленок полиэтилентерефталата	567
<i>Нежданов А.В., Машин А.И., Ершов А.В., Шенгуров В.Г., Афанаскин А.Ю.</i> Рамановская спектроскопия самоформирующихся кремниевых наноструктур на подложках ВОПГ и сапфира	568
Петров В.Н., Устинов А.Б. Миниатюрный классический мотт-детектор	570
Петрова М.Г., Демихов Е.И., Шарков А.В., Мишаков Г.В. Низкотемпературный ближнепольный сканирующий оптический микроскоп	572
Пряхин Д.А., Дроздов М.Н., Дроздов Ю.Н., Голубев М.С., Шашкин В.И., Сенников П.Г., Поль ХЙ. Получение методом PECVD слоев изотопно-обогащенного ²⁸ Si и исследование его изотопного и примесного состава	573

Романец А.А., Новак В.Р. Гранулометрический анализ цифровых СЗМ-изображений	575
Собакинская Е.А., Панкратов А.Л., Дорофеев И.А., Вакс В.Л. Спектр поглощения и динамика поведения адсорбированной молекулы, находящейся под действием тепловых полей поверхности	. 577
<i>Тетельбаум Д.И., Тихов С.В., Курильчик Е.В., Менделева Ю.А.</i> Изменение состояния дефектной системы в кремнии и арсениде галлия под действием облучения светом. Роль нанометрового оксидного слоя на облучаемой поверхности	. 579
<i>Уткин А.А., Курин В.В.</i> Нелинейный резонанс при рассеянии света периодической решеткой из цилиндрических рассеивателей	. 581
Филатов Д.О., Антонов Д.А., Зубков С.Ю., Нежданов А.В., Машин А.И. Структура и свойства Si-наноструктур на поверхности ВОПГ	. 582
<i>Khodan A.N., Shkurinov A.P.</i> Design of nanomaterials for terahertz optics: oxide composites and theirs properties.	584
Щеглов Д.В., Кожухов А.С. и Латышев А.В. Диагностика и обратимая модификация электрофизическ свойств поверхности полупроводников зондом АСМ в условиях приложения потенциала	сих 586
Киселев А.М., Кулагин Д.И., Степанов А.Н., Яшунин Д.А. Нелинейная ближнепольная диагностика наноразмерных поверхностных объектов с помощью фемтосекундного лазерного излучения и атомно-силовой микроскопии	. 588
Александров В.В., Барыков И.А., Волков Г.С., Грабовский Е.В., Грибов А.Н., Грицук А.Н., Зайцев В.И., Лаухин Я.Н., Медовщиков С.Ф., Митрофанов К.Н., Олейник Г.М., Сасоров П.В., Федулов М.И., Фролов И.Н. Мощный источник рентгеновского излучения на основе токовой имплозии вещества в режиме Z-пинча (установка Ангара-5-1 ГНЦ РФ ТРИНИТИ)	. 590
Ахсахалян А.А., Ахсахалян А.Д., Зорина М.В., Харитонов А.И. Методика измерений формы поверхност вращения на сканирующем интерференционном микроскопе белого света "Talysurf CCI 2000"	ги 592
Пестов А.Е., Полковников В.Н., Салащенко Н.Н., Скрыль А.С., Струля И.Л., Торопов М.Н., Чхало Н.И. Система освещения маски ЭУФ нанолитографа	I. 594
Иржак Д.В., Рощупкин Д.В., Старков В.В., Фахртдинов Р.Р. Исследование структур из кремния с периодически изменяющейся пористостью методами рентгеновской дифрактометрии	. 596
Медведев В.В., Кривцун В.М., Шульга С.В., Якунин А.М. Проблема рассеянного ИК-излучения в LLP-источниках для EUV-литографии	. 598
<i>Пунегов В.И.</i> Паракристаллическая модель в теории рентгеновской дифракции от пространственно коррелированных наноструктур	600
Барышева М.М., Забродин И.Г., Закалов Б.А., Зуев С.Ю., Каськов И.А., Клюенков Е.Б., Пестов А.Е., Полковников В.Н., Рогачев Д.Н., Салащенко Н.Н., Чхало Н.И. Рефлектометр для изучения оптики в ЭУФ лиапазоне.	602
<i>Савельев И.С.</i> Программная поддержка технологии производства подложек многослойных интерференционных структур	604
<i>Салащенко Н.Н., Скрыль А.С., Торопов М.Н., Чхало Н.И.</i> Расчет асферического объектива Шварцшильда для нанолитографа с рабочей длиной волны λ=13,5 нм	. 606
Потехина Н.Д., Соловьев С.М. Исследование механизма электронно-стимулированной десорбции отрицательных ионов кислорода О ⁻ как дополнительного канала деградации защитного слоя зеркал, используемых в УФ-литографии	. 608
Маркелов А.С., Трушин В.Н., Чупрунов Е.В. Управление дисперсионными свойствами кристаллов с помощью воздействия инфракрасного лазера	610
Вайнер Ю.А., Зорина М.В., Пестов А.Е., Салащенко Н.Н., Чхало Н.И., Храмков Р.А. Развитие микрошероховатости поверхности плавленого кварца и Cr/Sc покрытий при травлении ионными пучками	. 612
Дроздов Ю.Н., Дроздов М.Н., Новиков А.В., Юнин П.А., Юрасов Д.В. Прямое сравнение периодов сверхрешеток, измеренных методом рентгеновской дифрактометрии и оптической интерферометрии белого света	. 614
Список участников	616
Авторский указатель	632

НАНОФИЗИКА И НАНОЭЛЕКТРОНИКА

Труды XIV международного симпозиума

15 – 19 марта 2010 г., Нижний Новгород

В двух томах

Том 2

Оригинал-макет подготовлен Редакционно-издательской группой Института прикладной физики РАН

Редакторы-корректоры Н. Н. Кралина, И. А. Кокорина Верстка М. В. Башевой, Н. Н. Кралиной, А. А. Маховой Технический редактор Д. П. Семенова Обложка С. В. Кротовой

Печать на ризографе *М. В. Башевой* Переплетчики *Н. В. Куприянова, М. В. Родионова*

Бумага КҮМ lux. Тираж 300 экз.

Отпечатано на ризографе в Институте прикладной физики РАН, 603950 Нижний Новгород, ул. Ульянова, 46