

НАНОФИЗИКА И НАНОЭЛЕКТРОНИКА

**Труды XVI международного
симпозиума**

12–16 марта 2012 г., Нижний Новгород

Том 2

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, Черногловка

М.В. Ковальчук, чл.-корр. РАН, ИК РАН, Москва

А.С. Мельников, д.ф.-м.н., ИФМ РАН, Н. Новгород

В.Л. Миронов, д.ф.-м.н., ИФМ РАН, Н. Новгород

Д.В. Рощупкин, д.ф.-м.н., ИПТМ РАН, Черногловка

В.В. Рязанов, д.ф.-м.н., ИФТТ РАН, Черногловка

Н.Н. Салащенко, чл.-корр. РАН, ИФМ РАН, Н. Новгород

А.Л. Панкратов, д.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, Черногловка

А.Н. Титков, д.ф.-м.н., ФТИ им. А.Ф. Иоффе РАН, С.-Петербург

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

К.Е. Спирин, к.ф.-м.н., ИФМ РАН, Н. Новгород

А.И. Кузьмичев, 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, д.ф.-м.н., ИФМ РАН, Н. Новгород

Е.С. Мотова, ИФМ РАН, Н. Новгород

А.Л. Панкратов, д.ф.-м.н., 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, д.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>



ЗАО «НТ-МДТ»
<http://www.ntmdt.ru>



Omicron NanoTechnology GmbH
<http://www.omicron.de>
<http://www.oxford-instruments.com>



ООО «Брукер»
<http://bruker.ru>



ЗАО «Научное и технологическое
оборудование»
<http://www.semiteq.ru>



ООО «ОПТЭК»
<http://www.optec.zeiss.ru>



Научно-производственная компания
ЗАО «АСТОР»
<http://www.astor.ru>



SPECS Surface Nano Analysis GmbH
<http://www.specs.com/>

Электрон-электронное рассеяние и сопротивление баллистических многомодовых каналов

К.Э. Нагаев, Н.Ю. Сергеева

Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН, Москва

nag@cplire.ru

Электрон-электронное рассеяние не влияет на сопротивление однородных проводников с параболическим спектром электронов в силу закона сохранения импульса. Это неверно в случае пространственно-ограниченных систем, например, микроконтактов. Пространственная ограниченность приводит к тому, что межэлектронные столкновения дают вклад в сопротивление даже в отсутствие рассеяния на примесях, поверхностных неоднородностях и фононах. В работе [1] было получено, что в широких баллистических микроконтактах они приводят к увеличению проводимости за счет затягивания в них дополнительных электронов. Авторы [2] получили, что в обратном предельном случае длинного одномодового квантового канала электрон-электронное рассеяние приводит к увеличению электросопротивления. Это увеличение обусловлено трехчастичными столкновениями и экспоненциально мало при низких температурах. В настоящей работе мы рассматриваем влияние слабого электрон-электронного рассеяния на проводимость узких и достаточно длинных многомодовых баллистических проводников с зеркальным отражением от боковых границ. Поправка к проводимости возникает из-за того, что при некоторых парных столкновениях хотя и сохраняется полный импульс, но изменяется число электронов, движущихся вправо или влево (см. рисунок). В результате изменяется и ток через заданное сечение канала (показано штриховой линией посередине). Вычисления проводятся с помощью уравнения Больцмана в первом приближении по рассеянию для двумерных и трехмерных каналов. В обоих случаях поправка к шарвинской проводимости из-за электрон-электронного рассеяния оказывается отрицательной и степенным образом зависит от температуры. В трехмерном случае вклад в проводимость дают столкновения электронов с суммарным моментом порядка фермиевского, поэтому относительная по-

правка к проводимости оказывается порядка $\delta G/G_0 \sim L/l_{ee}$, где L - длина канала, а $l_{ee} = v_F (E_F/T^2)$ - длина электрон-электронного рассеяния. В двумерном проводнике вклад в проводимость дают только столкновения с малым суммарным моментом, поэтому относительная поправка содержит дополнительный малый множитель $(T/E_F)^{1/2}$. Следует ожидать, что поправка перестает линейно расти с длиной канала и достигает насыщения при $L/l_{ee} \sim 1$. Оценки для гетероструктур GaAs с концентрацией электронов 10^{11} см^{-2} при температуре 4 К, длине канала 20 мкм и безразмерном параметре электрон-электронного рассеяния порядка 1 дают поправку к проводимости порядка 10%. Таким образом, эффект для многомодовых каналов оказывается экспериментально наблюдаемым, в отличие от одномодового случая.

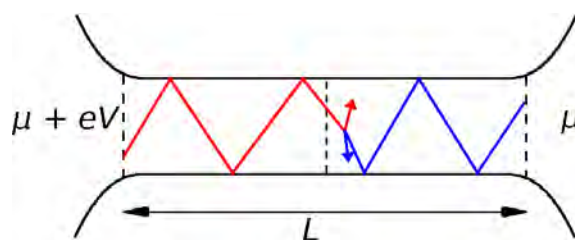


Рис. 1. Схема баллистического многомодового канала с двумя электронами, сталкивающимися посередине. Столкновение движущегося влево электрона с электроном, движущимся вправо, не позволяет ему пройти через сечение проводника, показанное штриховой линией посередине и, таким образом, влияет на текущий через него ток несмотря на сохранение импульса.

1. Nagaev K.E. and Ayzvazyan O.S., Phys. Rev. Lett. **101**, 216807 (2008).
2. Lunde A.M., Flensberg K., and Glazman L.I., Phys. Rev. B **75**, 245418 (2007).

Влияние условий получения на свойства самоформирующихся кремниевых наноструктур на поверхности высокоориентированного пиролитического графита

А.И. Машин, А.В. Нежданов, Д.А. Антонов, Д.О. Филатов

Нижегородский государственный университет им. Н. И. Лобачевского, Н. Новгород

nezhdanov@phys.unn.ru

При изучении влияния отжига в вакууме на структуру ближнего порядка и свойства аморфного кремния [1] нами был получен кремний со структурной 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. Однако, в связи с особенностями физико-химических свойств, способность кремния формировать стабильные аллотропные формы, уступает углероду. Существует множество работ, описывающих способы стабилизации аллотропных модификаций кремния. В ряде работ описан способ использования углеродных структур как матриц (заправок) для роста кремниевых наноструктур. В других работах описывается возможность создания структур кремния сходных по структуре с графеном на подложках Ag(111). Материал с такой атомной структурой был назван “силицином” [2]. Существуют теоретические, так и экспериментальные исследования плоских, протяженные структуры кремния, с гексагональной структурой. Теоретические расчеты таких структур, показали, что данный материал должен обладать полуметаллическими свойствами, а так же, по аналогии с графеном, имеет линейный закон дисперсии для фермионов в продольном направлении.

В развитие вышеизложенного, в данной работе представлены результаты исследования влияния условий получения на структуру и свойства монослойных эпитаксиальных плёнок Si/ВОПГ.

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, в качестве подложки использовался высокоориентированный пиролитический графит (ВОПГ). Температура подложек (T_s) варьировалась в диапазоне от 20 до 700°C, давление остаточных газов в МЛЭ камере $\sim 10^{-9}$ Торр. Так же, варьировались толщины осажденного слоя (0.6, 1.2 и 2.4 Å) и скорости осаждения. Толщина осажденного слоя Si (d_{Si}), измерялась при помощи калиброванных кварцевых весов Syscom STM-100/MF.

Морфология и атомная структура конденсата кремния на поверхности подложек исследовались

методами сканирующей туннельной микроскопии (СТМ) и сканирующей туннельной спектроскопии (СТС) *in situ* при помощи СВВ АСМ/СТМ Omicron UHV AFM/STM LF1, присоединённого к аналитической камере СВВ комплекса Omicron Multiprobe RM, при комнатной температуре.

Методами СТМ исследовано влияние скорости роста, температуры подложки и толщины слоя на атомную структуру формируемого монослоя на поверхности ВОПГ. В результате проделанных экспериментов выяснено, что оптимальными условиями роста для получения монослоев кремния на ВОПГ, позволяющие получать СТМ с атомарным разрешением, являются скорость роста 0.1 МС/мин и температура подложки 200°C. На **Рис. 1** представлено изображение поверхности, полученное при оптимальных условиях.

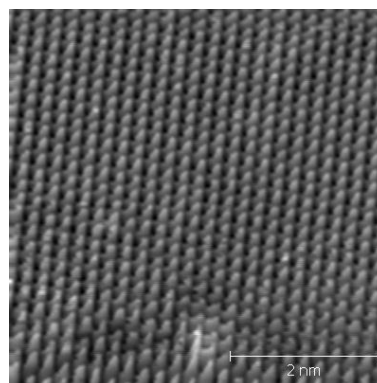


Рис. 1. СТМ изображения поверхности конденсата Si/ВОПГ при $d_{Si} = 0,24$ нм (скан 5x5 нм).

Результаты сканирующей туннельной спектроскопии поверхности монослоя Si/ВОПГ представлены на **Рис. 2**.

Установлено, что симметрия электронной плотности монослоя Si/ВОПГ подобна симметрии поверхностной решётки ВОПГ (0001). В то же время, в СТС изображениях монослоя Si/ВОПГ проявляется каждый атом в слое Si, тогда как в изображениях ВОПГ - каждый второй, что связано с упаковкой типа ...АВАВ... в кристаллической структуре графита. Полученные данные подтверждают, что кристаллическая структура монослоя Si/ВОПГ повторяет структуру поверхности подложки, т.е. имеет структуру силицена (кремниевый аналог графена [2]), и что валентные электроны атомов Si находятся в состоянии sp^2 гибридизации.

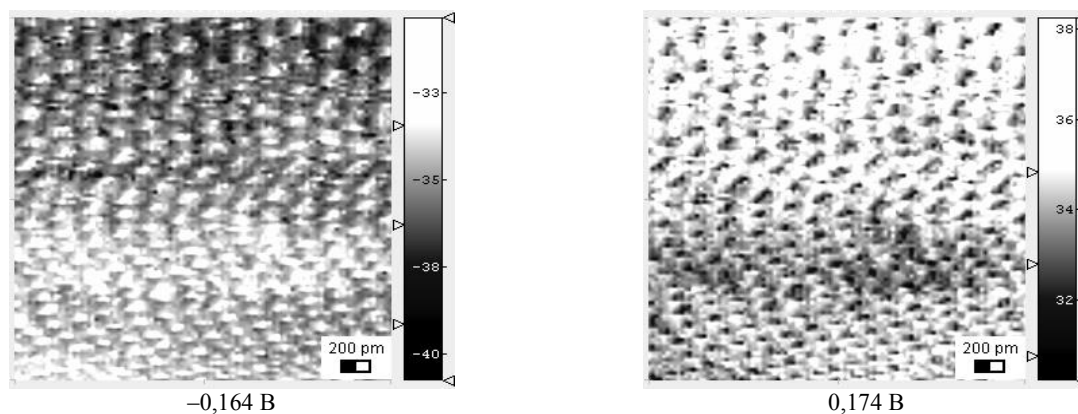
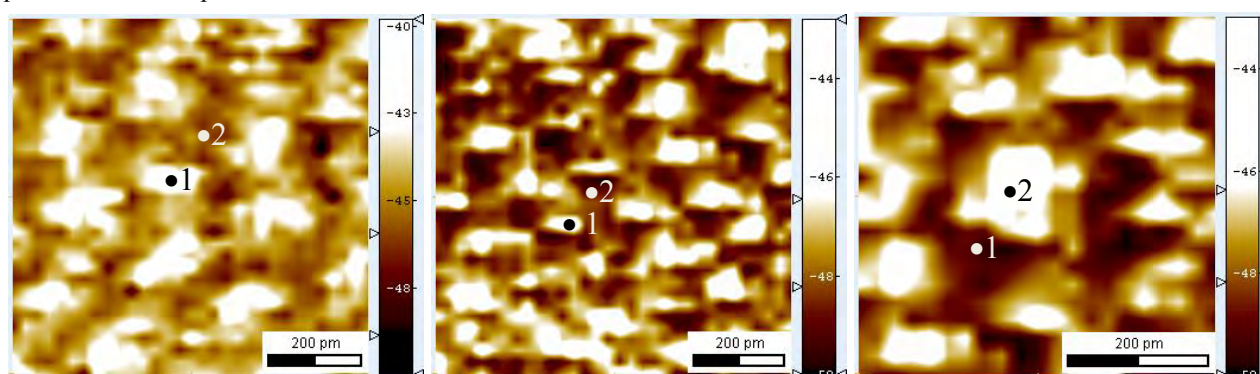


Рис 2. Токвые изображения участка поверхности ВОПГ с монослойными наноструктурами Si.

Также были проведены СТС исследования конденсата Si/ВОПГ с гексагональной сверхструктурой (Рис. 3).

Напротив, СТС изображение гексагональной структуры Si/ВОПГ имеет обратный контраст, по сравнению с изображением монослоя Si: абсолют-

ные значения туннельного тока I_t в центре кольца (как при положительных, так и при отрицательных значениях V_g) больше, чем соответствующие значения I_t , измеренные в точках локализации атомов Si, составляющих кольцо.



а

б

в

Рис. 3. Дифференциальные туннельные спектры $dI_t/dV_g(V_g)$ туннельного контакта СТМ зонда к поверхности ВОПГ (а), наноструктура Si/ВОПГ толщиной 1 МС (б) и кольцевидной структуры атомов Si/ВОПГ (в), полученные в различных точках элементарной ячейки поверхностной кристаллической решётки. Точки измерения соответствующих кривых указаны на рисунках сверху.

В результате анализа данных полученных из СТМ и СТС видно, что монослои кремния сильно напряжены. Межатомные расстояния Si-Si составляют $1,42\text{\AA}$ (кремний, повторяет атомную структуру верхнего слоя графита). Однако, как показывают теоретические расчеты, выполненные нами, а так же опубликованные различными авторами в работах [3, 4], длина связи Si-Si в случае sp^2 -гибридизации должна составлять $2,22\text{\AA}$. Из чего можно сделать вывод о том, что необходимо поиск оптимальных матриц-подложек для

эпитаксиального наращивания монослоев Si с гексагональной структурой.

1. А Хохлов, Ф., Машин А.И. Аллотропия кремния: Монография (Н.Новгород: Нижегородского государственного университета им. Н.И.Лобачевского) (2002)
2. Guzman-Verri, G.G., Lew Yan Voon, L.C.: Phys. Rev. B **76**, 075131 (2007).
3. Cahangirov S., Topsakal M., Akturk E., Sahin H., and Ciraci S., Phys. Rev. Lett. **102**, 236804 (2009).
4. A Kara., Vizzini S., Leandri C., Ealet B., Oughaddou H., Aufray B., and Le Lay G., J. Phys.: Condens. Matter **22**, 045004 (2010).

Особенности затухания квазичастиц в двумерных электронных системах со спин-орбитальным взаимодействием

И.А. Нечаев¹, Е.В. Чулков^{2,3}

¹Томский государственный университет, Томск

²Donostia International Physics Center (DIPC), Spain

³Departamento de Física de Materiales and Centro Mixto CSIC-UPV/EHU, Facultad de Ciencias Químicas, UPV/EHU, Spain

ianechaev@mail.ru

В современной физике конденсированного состояния вещества одним из объектов пристального внимания является двумерная электронная система со спин-орбитальным взаимодействием (СОВ), возникающим из-за инверсионной асимметрии среды, в которой эта система формируется. Это может быть как структурная инверсионная асимметрия (так называемый вклад Рашбы [1]), так и объемная инверсионная асимметрия (вклад Дрессельхауза [2, 3]). Величиной вклада Рашбы (параметр α), в отличие от вклада Дрессельхауза (параметр β), можно управлять с помощью приложенного внешнего электрического поля [4-6]. Это позволяет манипулировать спином электрона без использования магнитного поля, что дает возможность продвинуться в миниатюризации устройств полупроводниковой спинтроники, одной из важных задач которой является обеспечение эффективного транспорта носителей заряда и спина.

В настоящей работе, направленной на исследование динамики квазичастиц в двумерных электронных системах с СОВ, изучаются процессы затухания, обусловленные неупругим электрон-электронным рассеянием. Основное внимание уделяется ширине квазичастичной спектральной функции, которая определяет как скорость затухания возбуждений — величину, традиционно играющую значимую роль в явлениях, основанных на когерентном транспорте, так и совместно со скоростью квазичастиц длину свободного пробега — важную характеристику динамики квазичастиц.

В работе используется GW приближение в рамках модели двумерного электронного газа (2ДЭГ) с СОВ, представленным двумя линейными по двумерному волновому вектору k вкладами Рашбы и Дрессельхауза. Энергетический спектр E_{ks} такого 2ДЭГ состоит из двух ветвей (внутренней $s = -$ и внешней $s = +$) расщепленной по спину параболы (см. Рис. 1). При совместном действии указанные вклады приводят к спиновому расщеплению, зависящему не только от величины k (как в случае действия вкладов по отдельности), но и от ориентации волнового вектора \mathbf{k} (полярного угла φ_k). Особо выделяется случай, когда вклады компенсируют друг друга ($\alpha = \beta$) и двумерная электронная система представляет собой две несвязанные спиновые компоненты, каждая из которых

демонстрирует свойства, присущие электронной системе без СОВ.

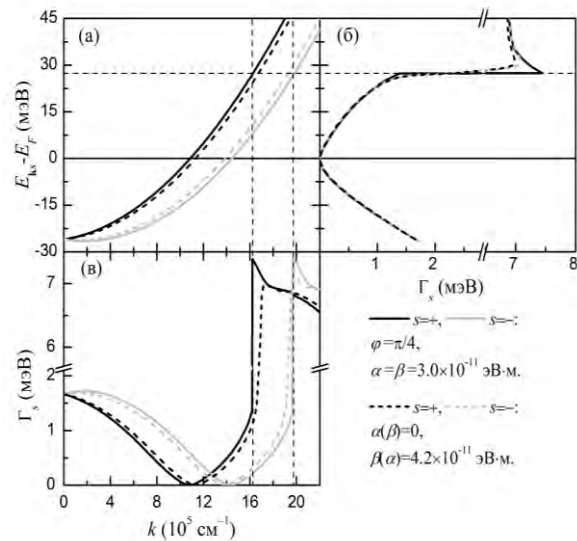


Рис. 1. Энергетический спектр 2ДЭГ с СОВ (а) и соответствующая ширина Γ_s в зависимости от энергии (б) и от волнового вектора k (в) как в случае $\alpha/\beta = 1$ при полярном угле $\varphi_k = \pi/4$, так и в случаях, когда в системе присутствует только СОВ Рашбы ($\beta=0$) или СОВ Дрессельхауза ($\alpha=0$).

Исследуемая ширина квазичастичной спектральной функции $\Gamma_s = 2|\text{Im}\Sigma_s(\mathbf{k}, E_{ks})|$ определяется мнимой частью собственной энергии $\Sigma_s(\mathbf{k}, E=E_{ks})$. В случае 2ДЭГ с параметрами, типичными, например, для расщепленного СОВ поверхностного состояния (ПС) на поверхности Au(111), а также для узких квантовых ям InAs, выращенных в кристаллографическом направлении [001], Γ_s как функция энергии возбуждения практически не зависит от ветви спин-расщепленного спектра в той энергетической области, где затухание реализуется лишь за счет образования электрон-дрочных пар (см. Рис. 1). Заметной эта зависимость становится при появлении в области электронных возбуждений дополнительного канала затухания за счет эмиссии плазмона. Из-за конечной ширины линии плазмона, обусловленной наличием дополнительной области затухания Ландау (не появляется в случае

случае $\alpha \neq \beta$), индуцированной СОВ, этот канал начинает себя проявлять при более низких энергиях по сравнению с 2ДЭГ, где СОВ отсутствует.

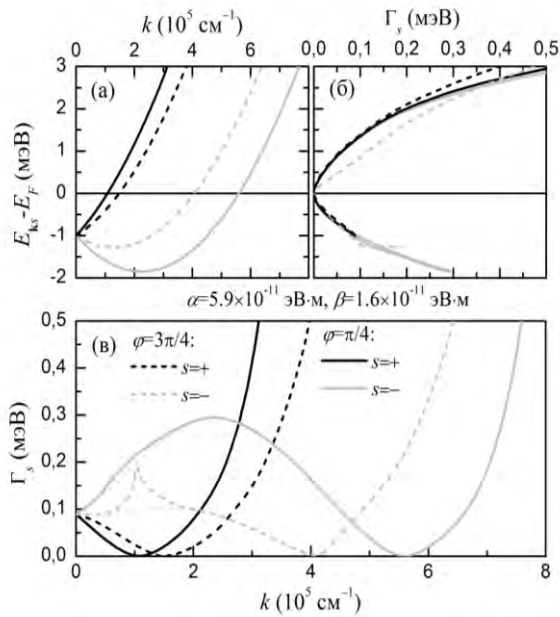


Рис. 2. Энергетический спектр 2ДЭГ с СОВ Рашбы и Дрессельхауза (а) и соответствующая ширина Γ_s в зависимости от энергии (б) и от волнового вектора k (в) в случае $\alpha/\beta > 1$ при различных значениях полярного угла φ_k . На рисунке (в) пунктирной серой линией изображено поведение Γ_s без учета плазмонного канала затухания дырок.

Отметим, что в известных 2ДЭГ с СОВ спиновое расщепление слишком мало для того, чтобы обеспечить на практике эффективный спиновый транспорт. Необходимы системы с сильным расщеплением, индуцированным СОВ, а в силу необходимости управления внешним электрическим полем, с большим вкладом Рашбы. Для предсказания поведения квазичастиц в таких системах, в работе рассматривается случай, когда энергия Рашбы ($E_R = m^* \alpha^2 / 2$, где m^* — эффективная масса) сопоставима с энергией Ферми E_F , что наблюдается, например, у ПС поверхностных сплавов. Вычисления показали (см. Рис. 2), что в таких системах появляется дополнительный по отношению к рождению электрон-дырочных пар канал затухания дырок за счет эмиссии плазмона. В области электронных возбуждений проявляет себя спиновая асимметрия длины свободного пробега квазичастиц. Подобная спиновая асимметрия составляет основу эффекта спинового фильтра, наблюдаемого в транспорте возбужденных электронов через ферромагнетики. В случае полупроводниковых 2ДЭГ асимметрия не такая большая, как в ферромагнетиках, но, в отличие от последних, может управляться внешним электрическим полем.

Кроме систем с сильным спиновым расщеплением, индуцированным СОВ Рашбы, перспективными материалами в контексте применения в спинтронике являются топологические изолято-

ры (ТИ). Их уникальные свойства обусловлены наличием у них на поверхности спин-геликоидальных ПС, дисперсия которых описывается двумерным уравнением Дирака для безмассовых фермионов [7]. Условием появления таких ПС является инверсия зон, образующих края энергетической щели ТИ, вызванная сильными СОВ.

В работе, используя GW приближение в рамках модели спин-геликоидальных двумерных безмассовых дираковских фермионов, для полного анализа многочастичных эффектов исследована не только ширина Γ_s , но и включающая в себя решения уравнения Дайсона спектральная функция $A(k, E) = A_+(k, E) + A_-(k, E)$, где $A_s(k, E) = \text{Im} \Sigma_s(\mathbf{k}, E) / [(E - E_{k_s} - \text{Re} \Sigma_s(\mathbf{k}, E))^2 + \text{Im} \Sigma_s(\mathbf{k}, E)^2]$. В качестве материальных параметров были выбраны параметры, соответствующие ПС в Bi_2Se_3 . Полученные результаты (см. Рис. 3) свидетельствуют о наличии дублирующего конуса Дирака, что уже наблюдалось в случае графена, в спектре элементарных возбуждений которого были обнаружены плазмаронные ветви [8].

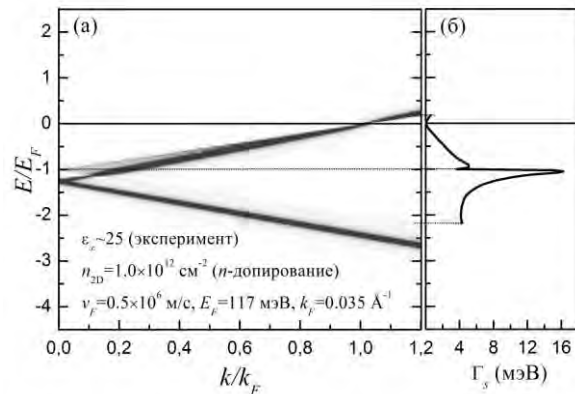


Рис. 3. (а) Контурный график квази-частичной спектральной функции $A(k, E)$ системы спин-геликоидальных двумерных безмассовых дираковских фермионов с параметрами, характерными для поверхностного состояния на поверхности (0001) топологического изолятора Bi_2Se_3 . Светлые области соответствуют минимальным значениям функции. (б) Ширина квази-частичной спектральной функции Γ_s в указанной системе.

1. Bychkov Y.A., Rashba E.I., JETP Lett. **39**, 78 (1984).
2. Dresselhaus G., Phys. Rev. **100**, 580 (1955).
3. Dyakonov M.I. and Kachorovskii V.Y., Sov. Phys. Semicond. **20**, 110 (1986).
4. Datta S., Das B., Appl. Phys. Lett. **56**, 665 (1990).
5. Studer M., et al., Phys. Rev. Lett. **103**, 027201 (2009).
6. Nitta J., et al., Phys. Rev. Lett. **78**, 1335 (1997).
7. Zhang H., et al., Nature Physics **5**, 438 (2009).
8. Walter A.L., et al., Phys. Rev. B **84**, 085410 (2011).

Моделирование мощного InAlAs/InGaAs HEMT при облучении квантами высоких энергий

Е.А. Тарасова¹, Д.С. Демидова¹, С.В. Оболенский¹, А.Г.Фефелов², Д.И.Дюков²

¹Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского, Н. Новгород

²ФГУП НПП «Салют», Нижний Новгород

obolensk@rf.unn.ru

В полупроводниковых структурах современных мощных полевых транзисторах с двумерным электронным газом (HEMT) в последние годы используют дельта-легированные слои, т.е. одиночные моноатомные слои легирующей примеси. Применение подобных слоев позволяет снизить толщину канала и уменьшить длину затвора, т.е. увеличить предельную частоту усиления транзистора. Поведение указанных приборов при воздействии квантов высоких энергий изучено слабо и нуждается в детальном анализе.

Облучение квантами способно ионизовать полупроводник и изменить ток транзистора, что приводит к изменению температуры канала и должно учитываться при определении уровня его радиационной стойкости [1, 2]. Численные расчеты, которые необходимо проводить для оптимизации конструкции прибора по 3...5 параметрам, включая температуру канала и уровень стойкости, крайне ресурсоемки с точки зрения вычислительных мощностей компьютера. В этой связи актуальной является разработка аналитических моделей транзисторов, позволяющих проводить оптимизацию их параметров с погрешностью не хуже 10...20 %.

В работе предложена аналитическая модель для расчета вольт-амперной и вольт-фарадной характеристик мощных HEMT с учетом температуры канала, в которой подгоночные коэффициенты вычислены с помощью двумерной квазигидродинамической численной модели. Указанный подход позволил проводить оптимизацию транзистора в реальном времени, т.е. без видимой задержки на проведение вычислений, и с погрешностью сопоставимой с результатами расчета по численной модели.

На первом этапе работы экспериментально исследовался и моделировался транзистор с GaAlAs/GaInAs каналом толщиной 14 нм, и затвором длиной 250 нм, что соответствовало предельной частоте усиления 120 ГГц. На этом этапе модель апробировалась путем сопоставления с оригинальными экспериментальными данными. На втором этапе работы моделировался транзистор с InAlAs / GaInAs каналом толщиной 15 нм, и затвором длиной 100 нм, что соответствовало предельной частоте усиления 250 ГГц. Аналог указанного транзистора моделировался в [3] методом Монте-Карло, что позволило более детально проверить предложенную математическую модель.

Как показано в [2], для аналитического расчета величины электрического тока требуется, во-первых, рассчитать зонную диаграмму, позволяющую определить эффективную толщину канала

транзистора и концентрацию электронов в нем, во-вторых – определить продольную скорость электронов в канале. Произведение указанных параметров с учетом площади поперечного сечения канала дает ток прибора [1]. Проводя аналогичные вычисления для различных напряжений на затворе и стоке прибора, определялись вольт-амперная и вольт-фарадная характеристики транзистора. Влияние облучения квантами высоких энергий задавалось на основе данных [4], путем изменения концентрации электронов в канале транзистора, происходящей за счет ионизации полупроводниковой структуры квантами. Учитывался разогрев электронного газа за счет рождения горячих электронов и дырок.

Ранее, в [5], нами был проведен анализ распределения тепла в мощных многосекционных полевых транзисторах на основе трехмерной численной модели и была синтезирована аналитическая формула для расчета температуры канала транзистора с погрешностью менее 10 %. В данной работе эта формула использовалась для расчета температурной чувствительности параметров полупроводниковой структуры. В модель вводилась линейная зависимость средней дрейфовой скорости и подвижности электронов от температуры канала [1, 4].

Для численного расчета электрических параметров транзистора в квазигидродинамическом приближении необходимо решать систему уравнений, состоящую из: уравнения Пуассона, Шредингера, непрерывности, баланса энергии и импульса носителей заряда, а также выражения для плотности тока и потока энергии электронов. При моделировании транзисторов в условиях квантового облучения в системе уравнений учитываются аналогичные соотношения для дырок. Зависимости средней дрейфовой скорости, эффективной массы, времен релаксации энергии и импульса электронов от энергии электронов и температуры кристаллической решетки определялись на основе результатов расчета с использованием метода Монте-Карло [1].

Экспериментальная часть работы состояла в определении вольт-амперной и вольт-фарадной характеристик транзистора, получаемых с помощью приборов Е7-20, Л2-56 и АСК-3117. При проведении эксперимента использовалось компьютерное управление приборами, обеспечивающее усреднение результатов измерений для каждой экспериментальной точки. Затем полученные зависимости аппроксимировались плавной кривой, что позволяло провести их дифференцирование и определить профиль легирования по стандартной про-

цедуре [1]. Указанный профиль подставлялся в численную двумерную квазигидродинамическую модель, по которой вычислялась уточненная вольт-фарадная характеристика. Невязка вычисленной и измеренной характеристик минимизировалась путем варьирования профиля легирования в численной модели. Подобранный профиль считался соответствующим профилю в образцах. На первом этапе работы аналогичный подход использовался для обработки экспериментальных данных работы [3].

На рис.1 приведены профили легирования и подвижности в канале GaAlAs/GaInAs транзистора, полученные путем дифференцирования экспериментальных вольт-фарадных зависимостей. Сопоставление этих профилей легирования, с полученными с помощью численных расчетов, показывает, что стандартный метод дает погрешность 20...30 %

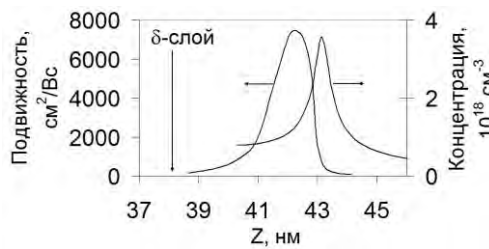


Рис.1 Экспериментальные профили концентрации и подвижности в канале GaAlAs/GaInAs транзистора

На рис.2 представлены результаты оригинальных численных расчетов зонной диаграммы и распределения электронов в области канала InAlAs/GaInAs транзистора под затвором в квазиклассическом приближении, а также результаты расчетов из [3], где авторы учитывали квантовые эффекты. Хорошее совпадение результатов объясняется большой шириной квантовой ямы, при которой учет квантовых эффектов дает небольшую поправку к результатам вычислений в квазиклассическом приближении.

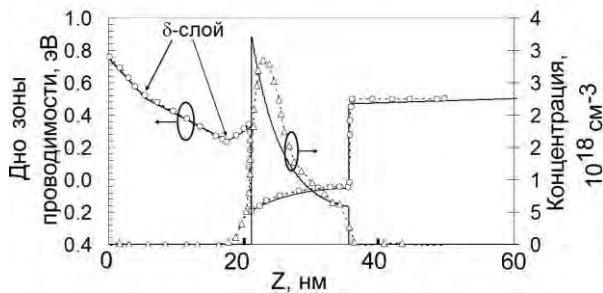


Рис.2 Зонная диаграмма и распределение концентрации электронов под затвором InAlAs/GaInAs транзистора: — оригинальный расчет, -o- и -Δ- данные из [3]

Сопоставление экспериментальной ВАХ с рассчитанными по квазиклассической и квантовой моделям показывает, что пренебрежение квантовыми эффектами дает погрешность в расчете не более 10 % как для GaAlAs/GaInAs (рис.3), так и для InAlAs/GaInAs транзисторов. Это позволяет использовать модель в квазиклассическом приближе-

нии для расчетов параметров мощного транзистора с широкой квантовой ямой. В случае уменьшения квантовой ямы до толщин менее 12 нм при моделировании ВАХ необходимо учитывать квантовые эффекты для чего в модель следует вводить уравнение Шредингера [3].

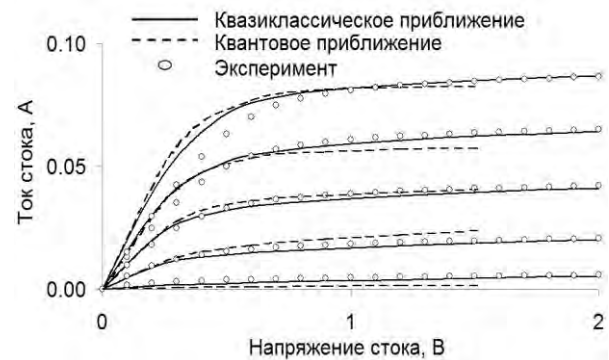


Рис.3 Вольт-амперные характеристики GaAlAs/GaInAs транзистора

Результаты расчетов показали, что ионизация квантами высоких энергий может приводить к 3...5 кратному увеличению амплитуды тока в структуре транзистора, что вызывает разогрев и приводит к временному ухудшению коэффициентов усиления и шума транзистора в 3...4 раза. Это объясняется увеличением паразитных емкостей исток-затвор и сток-затвор, а также снижением крутизны ВАХ прибора на 60 %.

С помощью предложенной модели проведена оптимизация полупроводниковой структуры транзистора по параметру стойкость к воздействию потока квантов высоких энергий. Путем варьирования расстояния от основания затвора до квантовой ямы определено оптимальное положение ямы, при котором коэффициенты усиления и шума транзистора находятся в допустимых по техническому заданию пределах, а реакция транзистора на квантовое облучение снижена в 1.5...2.5 раза.

Таким образом представленный комплекс аналитической и численной моделей является эффективным средством оптимизации конструкции полевых транзисторов.

1. Оболенский С.В. // Изв. вузов: Электроника. - 2002. - № 6. С. 31-38
2. Шур М. // Современные приборы на основе арсенида галлия – М.: Мир, 1991
3. Moran D.A.J., Kalna K., Boyd E., McLelland F., Zhuang L.L., Stanley C.R., Asenov A., Thayne L. Self-aligned 0.12 μm T-gate In₅₃Ga₄₇As/In₅₂Al₄₈As HEMT technology utilizing a non-annealed ohmic contact strategy / Department of Electronics Engineering, University of Glasgow, Glasgow. <http://www.imec.be/esscirc/essderc-esscirc2003/papers/all/273.pdf>
4. Зулиг Р. Радиационные эффекты в ИС на GaAs // Арсенид галлия в микроэлектронике / Под ред. Айнспрука Н., Уисмена У. - М.: Мир, 1988. - С. 501-547.
5. Е.А.Тарасова, С.В.Оболенский Моделирование тепловых полей в мощных InAlAs/GaInAs полевых транзисторах 0.1...0.3 ТГц диапазона частот // Вестник ННГУ им.Н.И.Лобачевского, 2011, № 5, с.348-353

Research of specific features of non -volatile memory element based on discrete storage medium such as SONOS structure

O.M. Orlov

Mikron JSC, Zelenograd

oorlov@sitronics.com

For flash and e-flash (embedded) attempts to reduce non -volatile memory (NVM) cell reprogramming voltage and make the process compatible to CMOS are considered an actual task [1-3].

This research deals with p- and n-type SONOS NVM cells with re-writing voltage about 8-9V fabricated, investigations with respect to different choices of major ONO stack parameters were carried out[1,3]. Based on physical analysis and simulation computation certain ranges of key layer thicknesses were taken for performance evaluation: tunneling oxide thickness from 2.0 to 2.5 nm, blocking oxide thickness 5.0 nm and nitride thickness within the range 5.0 - 8.0 nm. All major cell operation states were analyzed: writing, erasing of information and storage.

Among the main specific SONOS (polysilicon-oxide-nitride-oxide-semiconductor) structure features for the NVM is to obtain sufficient magnitude of the memory window and to determine its value dependence on the parameters of the gate stack (including the ONO structure) and reprogramming modes[1-3]. Negative EBT (electron back tunneling) from the gate at erasing operation leads to a decrease in memory window.

On the samples with a thickness of silicon nitride less than 5.0 nm the memory window was less than 0.5 V. Acceptable writing characteristics with memory windows of about 2 V after reprogramming were obtained for the samples with nitride thickness of 8.0 nm, threshold voltage(U_{th}) shift among all the samples is repeatable for corresponding programming conditions and EBT from the gate comes at voltages above 9 V. U_{th} changing rate ($\Delta(+)$ = $\Delta U_{th} / \Delta \lg(t)$ for writing voltage +9 V ($t = 0.01ms - 1ms$), $\Delta U_{th} / \Delta \lg(t)$ for erasing voltage -9 V ($t = 0.01ms - 1ms$)) versus tunneling oxide thickness is showed in Table 1.

For such structures optimal operation conditions are considered as follows: writing and erasing voltage

8-9 V; reprogramming cycle duration 5 – 10 ms. This operation mode provides more than 105 cycles available.

Evaluation of storage time based on extrapolation for long periods demonstrates storage times of about one hundred years with room temperature condition and taking 0.5 V memory window as a criterion.

SONOS NVM cells are very sensitive to the quality and repeatability of such process steps as ONO structure forming and polysilicon gate deposition along with consequent doping. These processing steps are responsible for basic SONOS NVM cell parameters and in general are compatible with CMOS processes.

It is important to research other discrete storage medium (silicon nanocrystals in SiO₂ etc).

Table 1

U_{th} changing rate ($\Delta(+)$ = $\Delta U_{th} / \Delta \lg(t)$ for writing voltage +9 V ($t = 0.01ms - 1ms$), $\Delta U_{th} / \Delta \lg(t)$ for erasing voltage -9 V ($t = 0.01ms - 1ms$))

tunneling oxide thickness	p-channel		n- channel	
	$\Delta(+)$	$\Delta(-)$	$\Delta(+)$	$\Delta(-)$
2.0 nm	1,15	1,6	1,03	1,05
2.5 nm	1,17	0,74	0,96	0,35

1. Bu, J. Design considerations in scaled SONOS non-volatile memory device / J. Bu, M. H. White // Solid-State Electronics. 2001. V. 45. P. 113-120.

2. Gritsenko, V. A. / V. A. Gritsenko, H. Wong // J. Appl. Phys. 1999. V. 86. P. 3234.

3. Orlov, O. Research of SONOS Non - Volatile Memory Element Features / O. Orlov, N. Shelepin, F. Meyer, U. Paschen, H. Vogt // X International Conference on Nanostructured Materials NANO 2010, 2010 ROMA, Italy, Abstract book, P.78.

Исследование характеристик полупроводниковых диодов на сверхрешетках в терагерцовом диапазоне частот

А.Н. Панин

Институт физики микроструктур РАН, Н. Новгород

panin@ipm.sci-nnov.ru

Освоение терагерцового диапазона частот 0,3 – 10 ТГц в настоящее время является перспективным и активно развивающимся направлением. Исследования неохлаждаемых полупроводниковых диодов на сверхрешетках (СР), применяемых в смесителях и умножителях частоты, работающих в этом диапазоне частот, является актуальной задачей. Диоды на СР обладают вольтамперной характеристикой (ВАХ) с отрицательной дифференциальной проводимостью (ОДП) [1]. Эти свойства делают полупроводниковые СР привлекательными для изготовления на их основе приборов работающих в терагерцовом диапазоне частот. Теоретическому расчету и изучению частотных и временных характеристик СР посвящено несколько статей [2-4].

Целью данной работы является экспериментальное определение предельной рабочей частоты диодов на СР, определение области оптимальных частот входного сигнала СР, для формирования гармоник в терагерцовом диапазоне частот. Известно, что полупроводниковые диоды на СР являются хорошими умножителями частоты из-за наличия на вольтамперной характеристике участка с ОДП [5]. В данной работе проводились исследования высокочастотных характеристик СР в режиме смесителя [6]. Исследуемые структуры выращивались методом молекулярно-лучевой эпитаксии в установке Riber 32P на полуизолирующей подложке GaAs. Сверхрешетка состояла из 18 периодов, что соответствует длине 112 нм. Каждый период включал 18 монослоев GaAs и 4 монослоя AlAs, что соответствует толщине 6,22 нм. Ширина первой минизоны СР составляла 24,4 мэВ. СР была однородно легирована донорной примесью с концентрацией 10^{18} см^{-3} [2]. Планарные диоды установлены в смесительную волноводную камеру, которая имеет входной волновод прямоугольного сечения WR7 (1.65×0.83 мм), входной диагональный рупор и коаксиальный выход с SMA разъемом для сигнала промежуточной частоты (ПЧ). ВАХ диода на СР расположенного в такой камере приведена на рис.1. Измерение ВАХ проводилось на измерителе характеристик Keithley 4200 SCS в режиме непрерывного сканирования постоянным напряжением в диапазоне +/-1,2 В.

В смесительную камеру на прямоугольный волноводный вход сечением WR7 подавались два сигнала практически одинаковой частоты и одинаковой мощности от двух генераторов на ЛОВ с системой фазовой автоподстройки частоты по сигналу опорного генератора. Мощности выходных сигналов

этих генераторов были просуммированы в волноводном трехдецибелном сумматоре установленном перед смесительной камерой. Мощности сигналов P_1 и P_2 устанавливались одинаковыми для того, чтобы формирование гармоник в СР от обоих сигналов проходило в равных условиях.

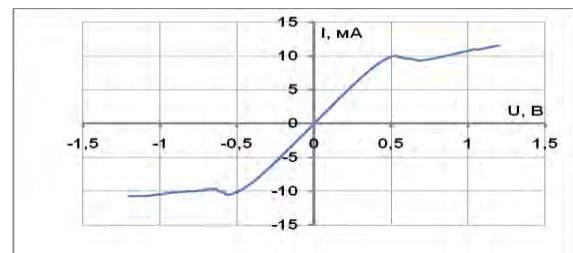


Рис.1. ВАХ полупроводникового диода на СР.

Суммарная мощность сигналов P_1 и P_2 устанавливалась в диапазоне 5 – 15 мВт. Частоты сигналов f_1 и f_2 изменялись в диапазоне 110 – 180 ГГц и отличались друг от друга на величину промежуточной частоты $f_{пч}$. ПЧ выбиралась из диапазона 10 – 50 МГц. Блок-схема измерительной установки приведена на рисунке 2.

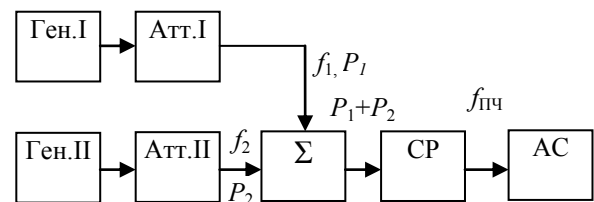


Рис.2. Блок-схема измерения частотных характеристик полупроводниковых диодов на СР: Ген. I и Ген. II – генераторы на ЛОВ диапазона 110-180 ГГц, Атт. I и Атт. II – прецизионные аттенюаторы, Σ – волноводный сумматор мощности сигналов, СР – волноводная камера с диодами на сверхрешетке, АС – анализатор спектра.

Увеличение мощности сигнала на входе смесительной камеры приводит к росту напряжения приложенного к СР и пропорциональному росту тока в ней (рис.1) до порогового напряжения $U_{п}$, при котором ток максимален. Дальнейшее увеличение напряжения приводит к уменьшению тока. На ВАХ этот участок имеет ОДП, которая вызвана брегговскими отражениями электронов проводимости в мини зоне. Приложенное к СР напряжение выше $U_{п}$ приводит к искажению синусоидальной формы тока протекающего через диод. Форма ток диода, кроме

синусоидальной составляющей, будет содержать знакопеременные короткие импульсы рис.3.

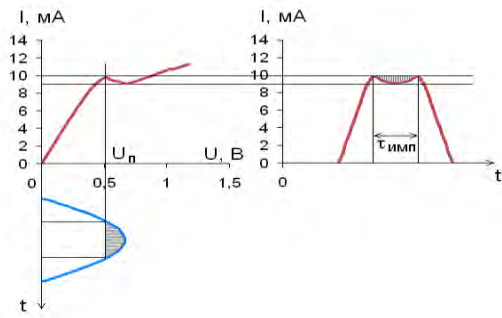


Рис. 3. Формирование импульсов тока диодов СР.

Длительность $\tau_{\text{имп}}$ и амплитуда импульса определяется частотой и амплитудой напряжения входного сигнала превышающей U_n . Из-за не абсолютной антисимметричности ветвей ВАХ (рис.1) амплитуда и длительность импульсов сформированных верхней ветвью будут отличаться от амплитуды и длительности импульсов сформированных нижней ветвью. Это способствует формированию четных гармоник в спектре тока диода. ВАХ СР, измеренная с медленным сканированием постоянным напряжением, будет отличаться от ВАХ при облучении полем с частотой 110-180 ГГц [3]. Поэтому форма токовых импульсов будет отличаться от приведенных на рис.3. Кроме этого, каждый диод на СР имеет свою отличную от других диодов ВАХ с мультистабильностью в области ОДП. Окончательно форма импульса и его длительность определяется по частотному спектру сигнала ПЧ измеренному на установки рис.2. Т.к. мощности P_1 , P_2 и частоты f_1 , f_2 входных сигналов приблизительно одинаковые, то и графики огибающих гармоник спектров будут похожими, а следовательно, и график огибающей гармоник спектра сигнала ПЧ будет иметь такую же форму. Номера гармоник сигнала ПЧ будут совпадать с номерами сформированных гармоник тока в СР. Т.о. анализируя спектр частоты сигнала ПЧ можно рассчитать максимальную частоту гармоники СР и определить оптимальные частоту и мощность входного сигнала. На рис.4 приведен спектр сигнала ПЧ входных сигналов с частотами 160 ГГц и 160,025 ГГц.

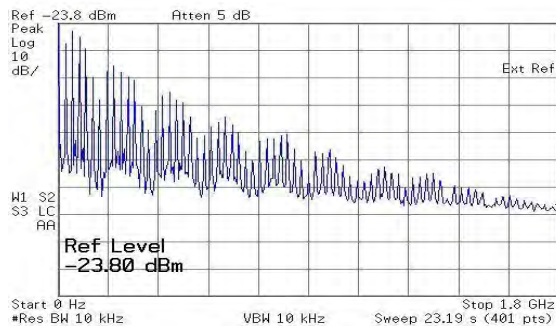


Рис. 4. Спектр промежуточной частоты входных сигналов с частотами 160 ГГц и 160,025 ГГц.

Подробный анализ спектра ПЧ на частоте $f_{\text{пч}}=1,75$ ГГц анализатором спектра с узкой полосой анализа показал, что максимальная гармоника имеет номер 70. Соответственно частота наибольшей гармоники сформированная в СР будет иметь величину: $160 \text{ ГГц} \times 70 = 11200 \text{ ГГц}$. Это показывает, что минимальное время установления фронта импульса равно 89 фс. Также на измерительной установке рис.2 исследовались спектры сигнала ПЧ для входных сигналов с частотами в диапазоне 110–180 ГГц. Максимальная частота гармоник сформированных в СР с увеличением входной частоты росла до $f_{\text{вх}}=160$ ГГц. После 160 ГГц максимальная частоты гармоник падала. Результаты измерений приведены в таблице: где $f_{\text{вх}}$ – частота входного сигнала, n – номер измеренной гармоники, $f_{\text{г}}$ – частота гармоники.

$f_{\text{вх}}$, ГГц	110	120	130	140	150	160	170	175	178
n	24	30	36	43	64	70	60	42	36
$f_{\text{г}}$, ГГц	2,64	3,60	4,68	6,02	9,60	11,2	10,2	7,35	6,4

Длительность импульса можно вычислить по минимумам огибающей спектра рис.4. Минимумы повторяются через 7 гармоник, это соответствует частотному интервалу $160 \text{ ГГц} \times 7 = 1120 \text{ ГГц}$. Используя вычисления, приведенные в книге [7], получим $\tau_{\text{имп}} = 1/1120 \text{ ГГц} = 892 \text{ фс}$.

Проведенные исследования показали: 1. Генерация гармоник в исследуемых СР и смешение сигналов происходит на частотах до 11,2 ТГц. 2. Минимальное время установления фронта импульса равно 89 фс. 3. Экспериментально установлена область частот входного сигнала 150 – 170 ГГц, оптимальных для получения высокочастотных гармоник. 4. Для получения максимальной мощности заданной гармоники, необходимо учитывать периодичность чередования минимумов и максимумов гармоник в спектре сигнала и точно устанавливать мощность входного сигнала

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (грант 11-02-97057-р_поволжье_a).

1. Esaki L. and Tsu R., IBM J. Res. Dev., **14**, 61 (1970).
2. Павелъев Д.Г., Демарина Н.В., Кошуринов Ю.И., Васильев А.П., Семенова Е.С., Жуков А.Е., Устинов В.М., ФТП, том 38. вып. 9, 1141 (2004).
3. Klappenberger F., K Alekseev.N., Renk K.F., Scheuerer R., Schomburg E., Allen S.J., Ramian G.R., Scott J.S.S., Kovsh A., V Ustinov. and Zhukov A., Eur. Phys. J. B **39**, 483 (2004).
4. Ю.А Романов., Романова Ю.Ю., ФТП. том 39. вып. 1, 162 (2005).
5. Д Павелъев.Г., Кошуринов Ю.И., Иванов А.С., Панин А.Н., Вакс В.Л., Гавриленко В.И., Антонов А.В., Устинов В.М., Жуков А.Е., ФТП. том 46. вып. 1, 125 (2012).
6. Woods D.R., Proc. IEEE. V. 54, 673 (1966).
7. Харкевич А.А., Спектры и анализ. М.: Издательство ФМ, 1962.

Структурно-модифицированные слои субфталоцианина в фотовольтаических ячейках

Г.Л. Пахомов, В.В. Травкин, А.Н. Тропанова, Е.А. Гудков

Институт физики микроструктур РАН, Афонино

pakhomov@ipmras.ru

Субфталоцианины – низший гомологический ряд фталоцианиновых комплексов, отличающихся от высших гомологов меньшей молекулярной массой и температурой сублимации, лучшей растворимостью и оптическими свойствами [1]. Основная полоса поглощения в видимой области (Q-полоса) в спектрах незамещенных субфталоцианинов имеет сильный гипсохромный сдвиг в область 550-570 нм, что и определяет отличия в цвете тонкоплёночных образцов – Рис. 1. Коэффициенты экстинкции у субфталоцианинов меньше, чем у четырёхдентантных металлокомплексов, но по-прежнему велики по сравнению со многими другими полициклическими ароматическими соединениями [1]. Наиболее распространённым и изученным представителем этого ряда является субфталоцианин хлорида бора (далее – SubPc). В отличие от металлофталоцианинов неплоского строения, для которых в тонких плёнках известен сложный полиморфизм, SubPc при сублимации образует, как правило, аморфные слои.

Рис. 1. Оптические спектры поглощения использованных фталоцианинов в УФ, видимой и ближней ИК области.

Из литературы известно, что применение SubPc в фотовольтаических ячейках с планарным гетеропереходом приводит к повышению эффективности фотопреобразования [2]. При этом SubPc является полупроводником *p*-типа (донором), в качестве *n*-слоя может использоваться фуллерен или перфторированный фталоцианиновый комплекс (акцепторы). В данной работе используется подход к оптимизации параметров прототипов OPVC с планарным гетеропереходом «SubPc/фуллерен», заключающийся в формировании буферных фталоцианиновых слоёв на поверхности анода – Рис. 2. Для получения OPVC на поверхность подложки стекло/ITO (анод) осаждались SubPc, фталоцианин ванадила (PcVO) или фталоцианин хлорида индия (II) (PcInCl) толщиной ~8 нм и далее – основной слой SubPc (40 нм). Затем последовательно наносился фуллерен (C₆₀), трис-(8-гидроксиалонато)алюминий (AlQ₃, верхний барьерный слой) и алюминий в качестве катода. Схема структуры в попе-

речном сечении дана на Рис. 2. Для сравнения, были получены и измерены образцы с одиночным *p*-слоем SubPcBCl толщиной 40 нм.

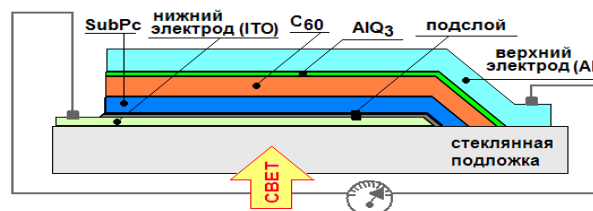


Рис. 2. Схематическое изображение OPVC (разрез).

Вольтамперные характеристики (ВАХ) образцов в темноте и при освещении приведены на Рис. 3. Измерения проводились в инертной среде при комнатной температуре, при различных скоростях развёртки, времени ожидания в точке и диапазонах прямого и обратного смещения, в темноте и при освещении белым светом ($P_{in} = 20 \text{ мВт/см}^2$). При освещении, ВАХ всех структур в линейных координатах имеют S-образный профиль, типичный для OPVC с сильно неидеальным коэффициентом заполнения (FF). Основные параметры фотопреобразования приведены в Табл. 1. Поскольку пара «донор/акцептор» (то есть компоненты гетероперехода SubPc и C₆₀) во всех структурах не менялась, то изменения в величине э.д.с. холостого хода (U_{oc}) не ожидалось. Однако, в структурах с двухслойным фталоцианином величина U_{oc} почти в 2 раза выше, по-видимому, из-за изменения в положении граничных молекулярных орбиталей при ненамеренном допировании кислородом воздуха в процессе получения многослойных структур.

Ток к.з. J_{sc} для образцов с подслоем SubPc минимален – Табл. 1, что указывает на неоптимальные условия роста SubPc на подслое из этого же материала и на отрицательное влияние разрыва в осаждении (по сравнению с одиночным слоем SubPc). В то же время, введение подслоя PcVO и PcInCl приводит к последовательному росту J_{sc} в 10 и 30 раз соответственно. Величина FF (Табл. 1) отражает наличие больших паразитных сопротивлений в схеме структуры (для их уменьшения требуется оптимизация всего технологического процесса изготовления образцов, контроль чистоты материалов и использование более эффективных барьерных слоёв). Этот же факт определяет и небольшие величины η (или к.п.д. фотовольтаической ячейки). Важно то, что по сравнению со структурами с подслоем SubPc, имеющим такое же значение U_{oc} , относительное увеличение к.п.д. при переходе к подслою PcInCl составило примерно 50 раз – Табл. 1.

Очевидно, есть как минимум две причины изменений параметров при введении подслоя PcVO и PcInCl. Одна из них заключается в уширении спектрального диапазона захвата фотонов. Как следует из Рис. 1, двухкомпонентный *p*-слой за счёт сложения профилей поглощения компонентов будет активен практически во всём видимом диапазоне и в ближнем ИК до ~1000 нм. Известно, что передача возбуждённого молекулярного состояния (экситон Френкеля) между молекулами различного строения, в том числе между молекулами в соседних слоях, возможна, что используется в недавно предложенной схеме каскадного фотоактивного *p*-слоя с очень широким оптическим диапазоном на основе фталоцианинов [3]. Таким образом, поскольку J_{sc} прямо пропорционален эффективности оптического поглощения [2], к.п.д. структур с дополнительным слоем PcVO или PcInCl будет выше. Величина J_{sc} пропорциональна также и эффективности диссоциации экситонов, в этом заключается вторая причина роста к.п.д. На Рис. 4 приведены АСМ-изображения поверхности основного слоя SubPc, осаждённого на подложку PcVO или PcInCl в сравнении с поверхностью одиночного слоя SubPc толщины. Величина средней квадратичной шероховатости $Sq(RMS)$ для участка поверхности площадью 2x2 мкм равна 2,3, 4,7, 5,8 нм для слоёв SubPc, PcVO+SubPc и PcInCl+SubPc соответственно.

Таблица 1

Параметры OPVC «ITO/SubPc/C₆₀/AlQ₃/Al» с подслоем

Параметр → ↓ Подслой	J_{sc} , мА/см ²	U_{oc} , мВ	FF	η , %
Нет	0.02	325	0.21	0.007
SubPc	0.006	625	0.11	0.002
PcVO	0.06	630	0.18	0.034
PcInCl	0.18	630	0.18	0.103

Как следует из Рис. 4 и сравнения $Sq(RMS)$, слои SubPc выращенные на подслое PcVO или PcInCl имеют гораздо более развитую поверхность. Полезная площадь гетероперехода *p*-SubPc/*n*-C₆₀, вблизи которого происходит распад экситонов с образованием носителей заряда, увеличивается (в случае «гребёнчатой» структуры, когда зона взаимного проникновения донорной и акцепторной фазы больше их номинальной толщины, применяется термин «объёмный гетеропереход»). Наибольший к.п.д. в случае подслоя PcInCl по сравнению с под-

слоем PcVO объясняется скорее всего более высокими коэффициентами экстинкции в видимой области (см. Рис. 1) и максимальной шероховатостью поверхности SubPc на PcInCl-подслое.

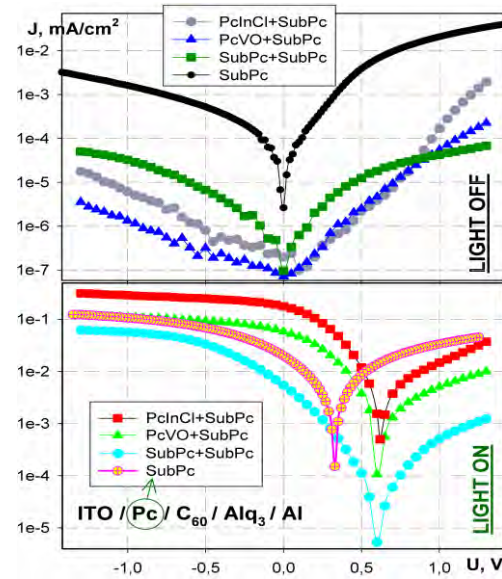


Рис. 3. ВАХ полученных OPVC, в темноте (вверху) и при освещении (внизу), измеренные при $T_{комн.}$ в аргоне.

Таким образом, введение ультратонкого буферного подслоя фталоцианина PcVO или PcInCl между поверхностью анода (ITO) и основным фотоактивным слоем *p*-SubPc позволяет увеличить к.п.д., во втором случае – в 14 раз. Основной вклад даёт рост тока к.з. J_{sc} , который объясняется сочетанием двух факторов: 1) расширением диапазона оптической активности двухкомпонентного фталоцианинового *p*-слоя в гетероструктуре и 2) изменением условий роста SubPc на подслое, что приводит к образованию структурированного гетероперехода фталоцианин/фуллерен.

Работа выполнена при поддержке Минобрнауки РФ по ГК 16.552.11.7007.

1. Claessens Ch.G., Gonzalez-Rodriguez D., Torres T., Chem. Rev. 102, 835-853 (2002).
2. Riede M., Mueller T., Tress W., Schueppel R., Leo K., Nanotechnology 19, 424001 (2008).
3. Schlenker C.W. et al. Chem. Mater. 23, 4132–4140 (2011).

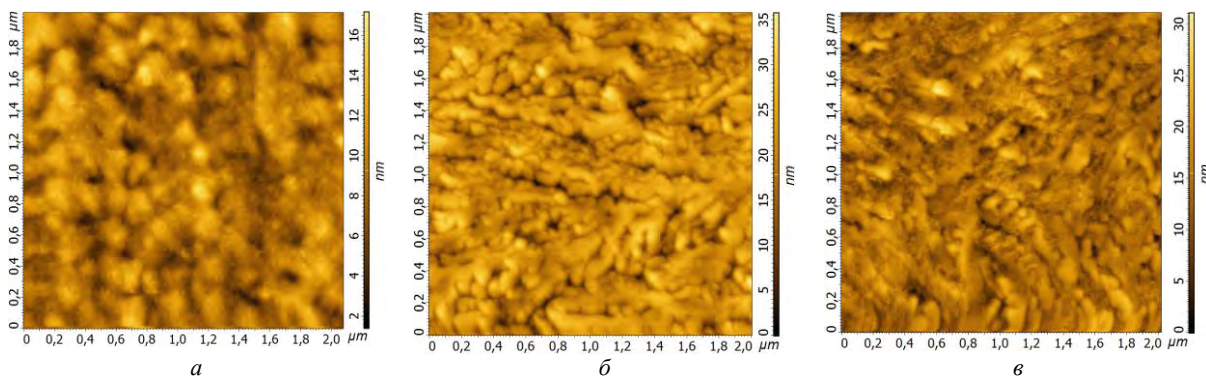


Рис. 4. АФМ изображения поверхности плёнки SubPc без подслоя (а), с подслоем PcVO (б) и PcInCl (в)

Топологические аспекты течения эффектов Керра и Фарадея в электронном газе со спин-орбитальным взаимодействием в полупроводниковой сверхрешетке

А.А. Перов, Л.В. Солнышкова

ННГУ им. Н.И.Лобачевского, Н. Новгород

wkb@inbox.ru

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 сверхрешетке на основе GaAs и InGaAs с сильным СОВ, помещенной 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 минимумами в электронном спектре [3]. В то же время другие магнитооптические свойства подобных структур, в том числе поведение электродинамического 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 электродинамического отклика в структурах с СОВ, индуцированному внешним электромагнитным полем, выявил ряд нетривиальных свойств, в том числе при экспериментальном исследовании эффекта Керра [5,6]. Кроме того, известно, что облучение электромагнитным полем терагерцового диапазона способно вызывать в сверхрешетках с СОВ на основе InAs и GaAs также появление неравновесного отклика в форме спиновой поляризации [7].

В данной работе исследуется частотная зависимость углов вращения Фарадея и Керра (полярный эффект Керра), выраженных через компоненты тензора динамической проводимости, рассчитанного в присутствии внешнего линейно поляризованного терагерцового излучения. Изучено влияние топологических инвариантов магнитных блоховских подзон на протекание эффектов Фарадея и Керра в рассматриваемых структурах. Расчеты тензора проводимости проведены для 2DEG в гетеропереходе GaAs/InGaAs с поверхностной сверхрешеткой с реальными параметрами спин-орбитального взаимодействия Рашба.

В рамках одноэлектронной модели спектра гамильтониан двумерного электрона, совершающего квантовомеханическое движение в постоянном перпендикулярном магнитном поле $\mathbf{H}\parallel\mathbf{Oz}$, а также дwoякопериодическом с периодом a электростати-

ческом поле поверхностной сверхрешетки, где его потенциальная энергия равна

$$V(x, y) = V_0 (\cos(2\pi x/a) + \cos(2\pi y/a)), \quad (1)$$

имеет вид

$$\hat{H} = \frac{(\hat{\mathbf{p}} - e\mathbf{A}/c)^2}{2m^*} \hat{E} + \frac{\alpha}{\hbar} [\mathbf{z} \times \hat{\boldsymbol{\sigma}}] (\hat{\mathbf{p}} - e\mathbf{A}/c) - g\mu_B \mathbf{H} \hat{\sigma}_z / 2 + \hat{V}(x, y). \quad (2)$$

В качестве расчетных были выбраны следующие параметры модели (для структуры $\text{In}_{0.23}\text{Ga}_{0.77}\text{As}/\text{GaAs}$): $a = 70(80)$ нм, $V_0 = 1$ мэВ, $m^* = 0.05m_0$, $g = -4$, $\alpha = 2.5 \cdot 10^{-11}$ эВ·м.

Собственная функция гамильтониана (2) представляет собой двухкомпонентный спинор, удовлетворяет граничным условиям Пайерлса и зависит от числа ν квантов магнитного потока $\nu/q = |e|\hbar a^2/2\pi\hbar c$ через элементарную ячейку сверхрешетки, которое полагается рациональным числом. Спектр представляет собой систему магнитных подзон Ландау, причем с учетом спинового и спин-орбитального расщеплений каждый из уровней магнитного квантования расщепляется на $2q$ подзон [1-3] (рис.1). В выбранной калибровке потенциала $\mathbf{A} = \{0, Hx, 0\}$ магнитная зона Бриллюэна (МЗБ) имеет вид $-\pi/qa \leq k_x \leq \pi/qa$, $-\pi/a \leq k_y \leq \pi/a$.

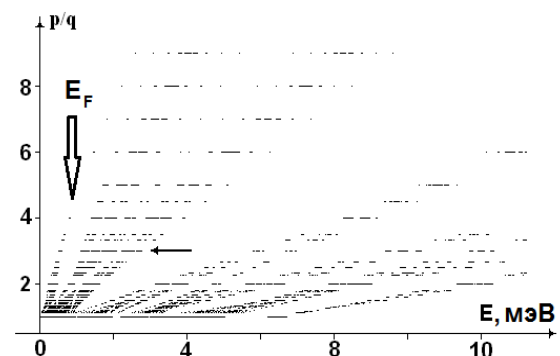


Рис. 1. Зависимость положения магнитных подзон от числа квантов магнитного потока через элементарную ячейку сверхрешетки ($a = 80$ нм).

На рис.1 горизонтальной стрелкой отмечены шесть магнитных подзон, законы дисперсии в которых представлены на рис.2.

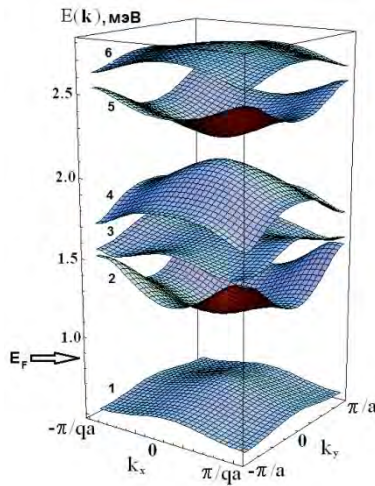


Рис. 2. Законы дисперсии в выбранных магнитных подзонах при трех квантах магнитного потока через ячейку. В дальнейшем полагается, что полностью заполнена низшая магнитная подзона (стрелкой показано положение уровня Ферми).

Наши расчеты показали, что при определенных критических значениях периода сверхрешетки ($a \approx 77$ нм) некоторые соседние магнитные подзоны спектра мгновенно касаются друг друга либо в центре, либо на краях МЗБ. При этом мгновенно меняются топологические инварианты коснувшихся подзон, — первые числа Черна, определяющие, в частности, их холловский кондактанс [1,2,9]. Спектры электрона до и после касания являются гомеоморфными. Так, при указанном критическом значении a касаются друг друга четвертая и пятая подзоны спектра при $\mathbf{k} = 0$ (см. рис.2). Для исследования влияния топологических характеристик магнитных блоховских подзон на протекание магнитооптических эффектов Керра и Фарадея в изучаемых структурах в работе был рассчитан линейный электродинамический отклик носителей на внешнее переменное электромагнитное поле.

Воздействие внешнего электромагнитного поля линейно поляризованной по \mathbf{x} волны с частотой ω терагерцового диапазона, отвечающего переходам между магнитными подзонами, описывается гамильтонианом, включающим и спин-орбитальное слагаемое Рашба [3]. Расчет измеримых магнитооптических величин, индуцированных полем волны, начинается с вычисления компонент тензора проводимости σ_{ij} в рамках теории линейного отклика Кубо [4]. Компоненты тензора проводимости вместе с показателем преломления $\text{In}_{0.23}\text{Ga}_{0.77}\text{As}$ $n_s = 3.4$ определяют и величины угла поворота плоскости поляризации в эффектах Керра [5] и Фарадея [6]. Воспользуемся выражениями для этих углов [8] для двумерного электронного газа в гетероструктуре с толщиной d , которые переходят в предельном случае тонкой пленки ($kd \ll 1$) в результаты работы [6]:

$$\Psi_F = \theta_F + i\eta_F = \frac{\sigma_{xy}}{\sigma_{xx}} \left[1 + \frac{(n_s+1)}{d \cdot \sigma_{xx}/c} \right]^{-1}, \quad (3)$$

$$\Psi_K = \theta_K + i\eta_K = \frac{\sigma_{xy}}{\sigma_{xx}^2} \left(-\frac{2}{d/c} \right) \left[1 + \frac{(n_s+1)}{d \cdot \sigma_{xx}/c} \right]^{-1} \times \left[1 + \frac{(n_s-1)}{d \cdot \sigma_{xx}/c} \right]^{-1}. \quad (4)$$

Результаты наших расчетов углов Фарадея и Керра по формулам (3) и (4) для случая $p/q = 3/1$ показаны на рис.3 для терагерцового частотного диапазона поля волны, отвечающего эффективным переходам между магнитными подзонами в области спектра, изображенного на рис.2. Расчеты проведены для до- и посткритического значений периода сверхрешетки ($a = 70$ нм и 80 нм). Толщина d слоя 2DEG была выбрана равной 100 нм ($kd \ll 1$). На рис.3 показаны частотные зависимости комплексных углов Фарадея для прямых переходов из полностью заполненной низшей подзоны в пятую. По достижении рассчитанного критического значения a меняется число и расположение в МЗБ точек ветвления фазы электронной волновой функции.

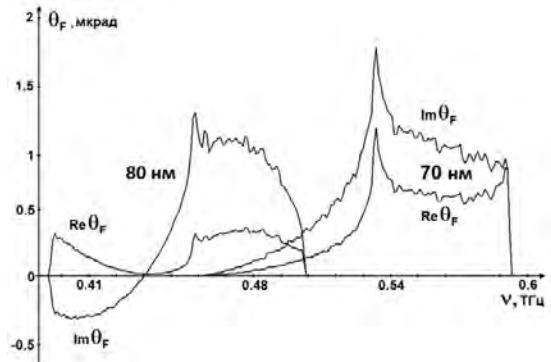


Рис. 3. Частотная зависимость фарадеевского вращения.

Это приводит, в частности, к изменению компоненты σ_{xy} и, как следствие, возникновению ненулевого фарадеевского вращения на крае поглощения и смене знака эллиптичности в полосе ($a = 80$ нм). Обращение в ноль эллиптичности связано с равенством значений z -компоненты спиновой поляризации 2DEG в подзонах начальных и конечных состояний.

1. Demikhovskii, V.Ya. / V.Ya. Demikhovskii, A.A. Perov // Phys. Rev. B. 2007. V. 75. P. 205307-1–205307-6.
2. Перов, А.А. / А.А. Перов, Л.В. Солнышкова // Письма в ЖЭТФ. 2008. Т. 88. Вып. 9. С. 717–723.
3. Перов, А.А. / А.А. Перов, Л.В. Солнышкова // ФТП. 2009. Т. 43. Вып. 2. С. 214–219.
4. Oppeneer, P.M. / P.M. Oppeneer, T. Maurer, J. Sticht et al. // Phys. Rev. B. 1992. V. 45. P. 10924–10933.
5. Zhang, F. / F. Zhang, H.Z. Zheng, Y. Li et al. // Europhysics Letters. 2008. V. 83. P. 47006-p1–47006-p6.
6. Волков, В.А. / В.А. Волков, С.А. Михайлов // Письма в ЖЭТФ. 1985. Т. 41, вып. 9. С. 389–390.
7. Khomitsky, D.V. // Phys. Rev. B. 2008. V. 77. P. 113313-1–113313-4.
8. Kim, M.-H. / M.-H. Kim, G. Aebas, M.-H. Yang et al. // Phys.Rev. B. 2007. V. 75. P. 214416-1–214416-11.
9. Takahashi, M. Conductivity of 2D lattice electrons in an incommensurate magnetic field / M. Takahashi, Y. Hatsugai, M. Kohmoto // Journ. Phys. Soc. Jpn. 1996. V.65, №2. P.529-537.

Получение слоев GaN с пониженной плотностью дислокаций методом МЛЭ

А.Н. Алексеев¹, Д.М. Красовицкий², С.И. Петров¹, В.П. Чалый²

¹ ЗАО «НТО», С.-Петербург

² ЗАО «Светлана- РОСТ», С.-Петербург

petrov@semiteq.ru

Нитриды металлов третьей группы (III-N) обладают уникальными свойствами и интенсивно исследуются с целью создания оптоэлектронных и СВЧ мощных высокотемпературных приборов на их основе. Отсутствие дешевых согласованных по параметру решетки подложек приводит к высокой плотности дислокаций в выращиваемых слоях, несмотря на применение специальных процедур на начальных стадиях роста. Более того, характерные температуры роста в молекулярно-лучевой эпитаксии (МЛЭ) значительно ниже по сравнению с методом газовой эпитаксии из металлорганических соединений (МОГФЭ). Это приводит к недостаточной поверхностной подвижности атомов и худшему сращиванию зародышевых блоков на начальной стадии роста, что в свою очередь, приводит к увеличению плотности дислокаций. Плотность дислокаций в GaN, выращенных методом МОГФЭ находится в диапазоне 10^8 – 10^9 см⁻² (10^7 см⁻² с использованием технологии ELOG), в то же время для МЛЭ это значение находится в диапазоне 10^9 – 10^{10} см⁻², что приводит к меньшим значениям подвижности в GaN, выращенном МЛЭ по сравнению с МОГФЭ. Типичные значения подвижности электронов в слоях GaN, выращенных методом МЛЭ на сапфире или SiC с использованием различных буферных слоев (GaN, AlGaN или AlN) составляют 250–350 см²/В·с, а для МОГФЭ — 500–700 см²/В·с. Высокое значение подвижности электронов 560 см²/В·с было получено в работе [1] методом МЛЭ с использованием буферного слоя AlN, полученного при помощи магнетронного распыления. Одно из лучших значений подвижности электронов в GaN, выращенном методом МОГФЭ составляет 900 см²/В·с [2]. Кроме того, недавно за счет оптимизации условий роста были получены высокие значения подвижности электронов более 1100 см²/В·с в GaN, выращенном МЛЭ [3], но эти слои были получены с использованием низкодислокационных «темплейтов», выращенных МОГФЭ.

Цель настоящей работы состояла в выращивании методом МЛЭ кристаллически совершенных слоев GaN с пониженной плотностью дислокаций и высокой подвижностью электронов. Слои GaN и многослойные гетероструктуры выращивались на подложках Al₂O₃ (0001) в ЗАО «Светлана-Рост» и Прикладной лаборатории ЗАО «НТО» на отечественных установках МЛЭ STE3N (ЗАО «НТО») уникальной особенностью которых является расширенный диапазон температур подложки (до 1200⁰С) и соотношений элементов V/III.

Выращивание на начальной стадии роста слоев AlN толщиной более 200 нм при экстремально высокой для МЛЭ температуре 1100–1150⁰С, а затем выращивание переходных областей AlGaN, включая сверхрешетки, при температуре 900–920⁰С привело к улучшению свойств всей многослойной гетероструктуры AlN/AlGaN/GaN и слоя GaN, в частности.

На рис. 1 представлено изображение гетероструктуры, состоящей из слоев AlN, сверхрешетки (SLS) AlN/AlGaN, Al_{0,3}Ga_{0,7}N, градиентного слоя, Al_{0,1}Ga_{0,1}N и GaN, полученное при помощи сканирующей просвечивающей электронной микроскопии (STEM). При помощи STEM было установлено, что плотность дислокаций находится на уровне $2 \cdot 10^{10}$ см⁻², $4 \cdot 6 \cdot 10^9$ см⁻² и $9 \cdot 10^8$ – $1 \cdot 10^9$ см⁻² для слоев AlN, AlGaN и GaN, соответственно. Для сравнения плотность дислокаций в слое GaN, выращенном на тонком (10–20 нм) слое AlN, полученном при умеренной температуре (<900⁰С) находится на уровне 10^{10} см⁻².

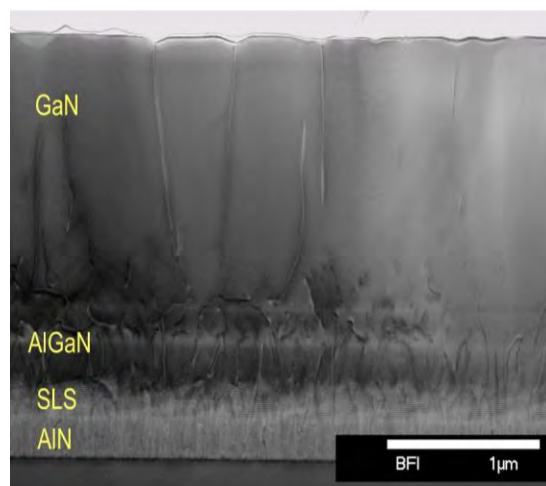


Рис. 1. STEM изображение многослойной гетероструктуры AlN/SLS/AlGaN/GaN.

Таким образом, плотность дислокаций в слое GaN, выращенном на многослойном буферном слое, который начинается с высокотемпературного слоя AlN, была понижена на 1,5–2 порядка по сравнению с выращиванием на тонком не высокотемпературном зародышевом слое AlN. Кроме того, при помощи просвечивающей электронной микроскопии (TEM) была определена плотность различных типов дислокаций в слое GaN. Отражение $g=(0002)$ было использовано для определения винтовых и смешанных дисло-

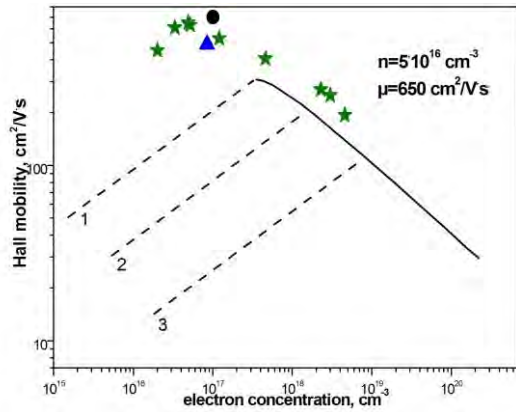


Рис. 2. Зависимость подвижности электронов от их концентрации в слоях GaN, выращенных методами МЛЭ (треугольник) [1], МОГФЭ (круг) [4] и методом МЛЭ на установках STE3N в данной работе (звездочки). Пунктирные линии соответствуют расчетным значениям для различной плотности дислокаций [5]:

1 - $N_{dis}=8 \cdot 10^9 \text{ см}^{-2}$, 2 - $N_{dis}=2 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-2}$, 3 - $N_{dis}=7 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-2}$.

каций, а $g=(-12-10)$ для определения краевых и смешанных дислокаций. Было установлено, что плотность дислокаций составляет $\sim 2 \cdot 10^8 \text{ см}^{-2}$,

$\sim 4 \cdot 10^8 \text{ см}^{-2}$ и $\sim 4 \cdot 10^8 \text{ см}^{-2}$ для винтовых, краевых и смешанных дислокаций, соответственно.

Уменьшение плотности дислокаций привело к значительному увеличению подвижности электронов в слоях GaN. Максимальная подвижность электронов в слабелегированном слое GaN толщиной 1,5 мкм находится на уровне $600\text{--}650 \text{ см}^2/\text{В}\cdot\text{с}$ при концентрации электронов $3\text{--}5 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$. Экспериментальные значения подвижности и плотности дислокаций согласуются с данными расчетов, сделанными в работе [5].

Данные значения подвижности электронов находятся среди лучших значений, полученных на сегодня методом МЛЭ, и соответствуют хорошему уровню для слоев GaN, выращенных методом МОГФЭ, что свидетельствует о высоком кристаллическом совершенстве полученных слоев.

1. Webb J.B. et al, Journal of Crystal Growth 230, 584 (2001).
2. Nakamura S. et al, J. Appl. Phys. 71, 5543 (1992).
3. Koblmüller G. et al, Appl.Phys. Lett., 91, 221905 (2007)
4. Akasaki I. and Amano H., Jpn. J. Appl. Phys. 45, 9001 (2006).
5. Ng H. M. et al, Appl. Phys. Lett., 73, 821 (1998).

Оптические свойства одиночных квантовых точек GaAs, внедренных в квантовые проволоки AlGaAs.

А.В. Платонов¹, В.П. Кочерешко¹, В.Н. Кац¹, Г.Е. Цырлин¹, А.Д. Буравлев¹,
Ю.Б. Самсоненко¹, L. Besombes², H. Mariette²

¹ ФТИ им. А.Ф. Иоффе, С.-Петербург

² CEA-CNRS group "Nanophysique et Semiconducteurs", CEA, INAC, SP2M, and Institut Néel, Франция

alexei.platonov@mail.ioffe.ru

Работа посвящена исследованию свойств квантовых точек (КТ) GaAs инкорпорированных в квантовые проволоки (КП) AlGaAs методом микрофотолуминесценции. КП с КТ были выращены методом молекулярно-пучковой эпитаксии на подложке (111)В с использованием катализатора в виде капель золота нанесенных на подложку для инициации роста проволок [1]. Данная технология позволяет выращивать КП диаметром порядка десятков нанометров и длиной несколько микрометров. Кратковременное закрытие источника Al приводит к образованию внутри проволоки AlGaAs вставки GaAs. Проведенное нами исследование методом просвечивающей электронной микроскопии показывает, что полученные таким образом точки GaAs обладают атомарно гладкими интерфейсами. При этом размер КТ

Для измерения спектров микрофотолуминесценции одиночных КП, расположенных на подложке, мы использовали микроскоп для фокусировки лазерного луча и сбора сигнала. Достижимый размер лазерного пятна на образце составлял 1.5 мкм, что позволило нам выделить сигнал от одиночной проволоки. Кроме того, установка позволяла прикладывать магнитное поле до 11 Т и измерять спектры ФЛ с временным разрешением.

Типичные спектры микро-ФЛ представлены на рисунке 1. В спектрах ФЛ одиночной проволоки с КТ были обнаружены два типа особенностей. Набор из десятков сверхузких линий в диапазоне 650-740 нм и несколько более широких линий в диапазоне 750-770 нм. Линии излучения в области 650-740 нм связаны с пространственно непрямыми переходами в матрице AlGaAs. Данные переходы проявляются из-за спонтанного переключения кристаллической фазы между вюрцитной структурой (WZ) и структурой цинковой обманки (ZB). Такое переключение приводит к формированию эффективной сверхрешетки типа-II, которая локализует носители вдоль оси роста [1]. Пространственно не прямой характер данных переходов подтверждается длинным временем спада ФЛ на уровне 20 нс. Спектральное распределение этих линий позволило нам оценить величину офсетов между WZ и ZB фазами для данной концентрации Al.

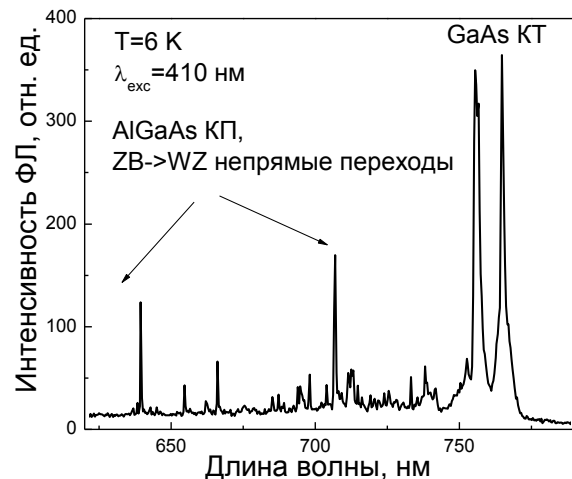


Рис. 1. Спектр ФЛ одиночной квантовой проволоки AlGaAs с квантовой точкой GaAs.

Область 750-770 нм соответствует переходам в КТ. Большая наблюдаемая ширина линий ФЛ из КТ связана с эффектом заполнения состояний в КТ. Анализ спектров для этой области, в том числе в магнитном поле, позволил нам обнаружить вклад, связанный с экситонами, трионами и биэкситонами.

Дальнейшее изучение этих объектов позволило нам обнаружить ряд интересных эффектов. В том числе: встроенное в структуру электрическое поле и его экранировку неравновесными носителями; спектральные прыжки линий из КТ на величину до 1 мэВ с характерным временем между прыжками на уровне секунд.

Наиболее удивительным результатом нужно признать наблюдение линейной поляризации ФЛ в нормальной геометрии. Действительно, ось роста проволок отвечает оси [111], обладающей высокой симметрией C_{3v} для обеих возможных кристаллических фаз. Тем не менее, нами было обнаружено, что при возбуждении и регистрации ФЛ вдоль этой оси сигнал оказывается линейно поляризованным вдоль осей типа $\langle 110 \rangle$ и величина поляризации достигает 40 %.

1. Spirkoska D. et al., Phys. Rev. B 80, 245325 (2009).

Туннельная спектроскопия межподзонных возбуждений в квантовой яме

В.Г. Попов^{1,2}, J.-C. Portal^{3,4,5}, M. Henini⁶

¹Институт проблем технологии микроэлектроники РАН, НОЦ, Черноголовка

²ФФКЭ, Московский физико-технический институт, Долгопрудный

³Grenoble High Magnetic Field Laboratory, France

⁴INSA, 135 Avenue de Ranguel, France

⁵Institut Universitaire de France, France

⁶School of Physics and Astronomy of Nottingham University, UK

popov@iptm.ru

Туннелирование между двумерными электронными системами (ДЭС) чрезвычайно чувствительно к выравниванию уровней двумерных подзон, а именно резкий пик тока наблюдается на вольтамперной характеристике туннельного диода при напряжении, соответствующему совпадению энергий доньев двумерных подзон. Данный эффект является следствием когерентного резонансного туннелирования электронов, т. е. туннелирования с сохранением энергии и планарной компоненты импульса электрона. Однако, наряду с когерентными процессами резонансный характер приобретают также такие процессы как неупругое туннелирование электронов, стимулированное излучением оптических фононов [1], плазмонов [2, 3]. Для успешного спектроскопического исследования неупругого туннелирования электронов необходимо наличие щели в спектре исследуемых возбуждений и достаточно сильного их взаимодействия с электронами, а в случае двумерных систем также необходимо наличие значительной компоненты возмущающего поля возбуждения в направлении перпендикулярном плоскости ДЭС. Всем этим требованиям межподзонные плазмоны вполне удовлетворяют, по крайней мере, в асимметричных квантовых ямах (т. е. ямах с асимметричным потенциалом относительно центра ямы). Однако, до сих пор процессы туннелирования электронов, стимулированные испусканием межподзонных плазмонов (ТСМП), слабо изучены в отличие от фононных реплик. Возможной причиной этого является затухание Ландау межподзонных плазмонов при малых волновых векторах [4], что затрудняет их обнаружение и анализ. А именно возбуждения с малыми волновыми векторами наиболее эффективны при неупругом туннелировании электронов.

Затухание Ландау с другой стороны связано с большим разогревом электронов в электрическом поле плазмона, а этот разогрев может быть ограничен рассеянием электронов, например на акустических и оптических фононах и дефектах структуры. Таким образом, следует ожидать, что при увеличении температуры или беспорядка в ДЭС процессы ТСМП будут проявляться более четко. Кроме того, в сильном перпендикулярном магнитном поле реализуется движение в скрещенных внешних магнитном и электрическом полях плазмона. А в этом случае, как известно из классической электродинамики [5], электрон не потребляет энергию от элек-

трического поля, т. е. затухание Ландау также должно подавляться.

На сегодняшний день, как нам известно, существует только две работы о проявлении плазмонов в туннельном спектре квантовой ямы [3, 6]. Результаты этих работ оставляют большое количество вопросов. Один из которых возможно ли туннелирование стимулированное межподзонными плазмонами? Дело в том, что следует ожидать, что основной вклад в туннелирование должны давать плазмоны с малыми волновыми векторами, поскольку вероятность рассеяния убывает с увеличением волнового вектора [3], а также в туннелировании с испусканием плазмона с нулевым планарным импульсом смогут участвовать все электроны в эмиттере. Однако, такие межподзонные плазмоны испытывают затухание Ландау [4]. Таким образом, следует ожидать, что реплики от межподзонных плазмонов не должны наблюдаться в туннельных спектрах. Кроме того, эффекты экранирования электрон-плазмонного взаимодействия могут также подавлять плазмонные реплики в туннельных спектрах. Затухание Ландау значительно в чистых системах, при наличии беспорядка оно должно существенно ослабнуть. Подробного экспериментального исследования затухания межподзонных плазмонов в зависимости от степени беспорядка и температуры на сегодняшний день, насколько нам известно, не проводилось.

В данной работе мы исследуем ВАХи резонансно-туннельных диодов, изготовленных из двухбарьерных гетероструктур типа GaAs/Al_{0,4}Ga_{0,6}As/GaAs/Al_{0,4}Ga_{0,6}As/GaAs двух типов: 1-й симметричный тип с параметрами: $s = 50$ нм, $b_1 = b_2 = 6$ нм, $w = 8$ нм; 2-й тип с параметрами: $s = 53$ нм, $b_1 = 11$ нм, $b_2 = 8$ нм, $w = 6$ нм. Зонная диаграмма диодов при приложенном напряжении смещения представлена на рисунке 1. ВАХи диодов при двух значениях магнитного поля представлены на рисунке 2. Два пика в токе соответствуют резонансному туннелированию электронов: при $V_b = 0,28$ В в резонансе находятся уровни E_a и E_o , при $V_b = 2,3$ В, $E_a = E_l$ (см. рис. 1). Вблизи второго резонанса была обнаружена реплика при $V_b = 1,2$ В. В квантующем магнитном поле наблюдается целый ряд реплик, отстоящих от обнаруженной реплики на целое число циклотронных энергий (см. минимумы во второй производной $p1$, $p2$ вставку к рис. 2). Примечательно, что эти дополнительные

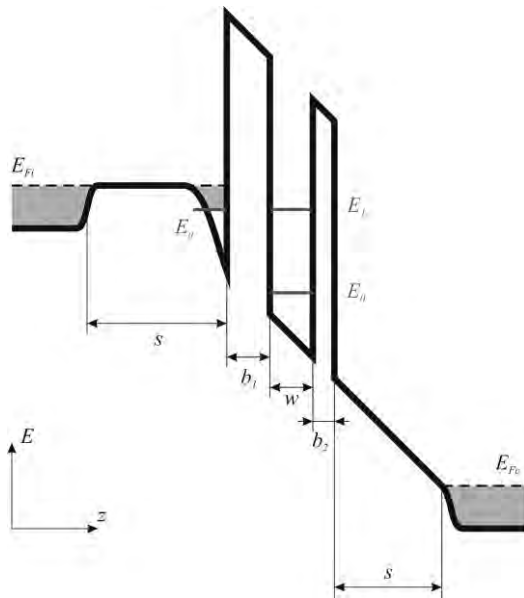


Рис. 1. Диаграмма зоны проводимости РТД при приложенном напряжении с квантовыми уровнями.

особенности возникают при больших напряжениях, чем основная реплика p . Обнаруженные реплики можно описать в модели ТСМП, однако в этом случае необходимо объяснять несовпадение реплики и второго резонанса. Несовпадение можно объяснить уменьшением энергии межподзонного плазмона ниже расщепления подзон, т. е. $E_1 - E_0$. Подобное уменьшение рассмотрено в работе (4). Возможно и другое объяснение реплики. Если электрон-плазмонное взаимодействие достаточно велико возникают поляроны на межподзонных плазмонах. Такие поляроны могут формировать свои двумерные подзоны, между которыми возможно резонансное туннелирование подобно тому, как это недавно обнаружено для поляронов на оптических фононах [7]. В этом случае реплика, связанная с таким туннелированием также смещается в меньшие напряжения при этом смещение пропорционально энергии Ферми в двумерном эмиттере. Для определения адекватной модели необходимы дальнейшие исследования.

При исследовании ассиметричных РТД при полярности туннелирования, при которой на эмиттерной стороне находится более широкий барьер, т. е. $b_1 > b_2$, вблизи второго резонанса реплика отсутствует, однако в полях выше 10 Тл реплика появля-

Рис. 2. Вольтамперные характеристики симметричного диода без магнитного поля и в поле $B = 13$ Тл.

ется. Подобное поведение может быть связано с уменьшением экранирования в сильных магнитных полях, подобный эффект наблюдался и для фононных реплик [8].

Работа выполнена при поддержке РФФИ грант № 10-02-01318-а.

1. Jonson M., Phys. Rev. B **39**, 5924 (1989).
2. Lerch M.L.F., Martin A.D., Simmonds P.E., Eaves L. and Leadbeater M.L., Solid-State Electron. **37**, 961 (1994).
3. Neves B.R.A., Foster T.J., Eaves L., Main P.C., Henini M., Fisher D.J., Lerch M.L., A Martin.D. and Zhang C., Phys. Rev. B **54**, R11 106 (1996).
4. Р Витлина.З., Чаплик А.В., Письма в ЖЭТФ **81**, 758 (2005).
5. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М.. «Теоретическая физика. Том II: Теория поля», - М.: «Наука» -, С. 83 (1988).
6. K Kempa., Gornik E., Unterrainer K., Kast M. and Strasser G., Phys. Rev. Lett., **86**, 2850 (2001).
7. Попов В.Г., Криштоп В.Г., Макаровский О., Хеннини М.. ЖЭТФ, 2010, том 138, вып. 2 (8), стр 249-254.
8. Попов В.Г., Макаровский О.Н., Eaves L., Henini M.. Труды XV-го международного симпозиума Нанозифика и Нанозлектроника. стр.99 (2011).

Резонансное усиление ближнего терагерцового поля на дефекте планарного плазмонного кристалла

А.Р. Давоян^{1,2}, В.В. Попов^{1,2}, С.А. Никитов^{2,3}

¹ Саратовский филиал Института радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН, Саратов

² Саратовский государственный университет им. Н.Г. Чернышевского, Саратов

³ Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН, Москва

arthur.davoyan@gmail.com

Многие физические процессы в полупроводниковых микро- и наноструктурах имеют характерные времена порядка периода терагерцовой (ТГц) волны и, в то же время, характеризуются длинами порядка долей микрона. Поэтому ТГц ближнеполевая микроскопия является мощным инструментом для исследования таких процессов. В настоящее время усиление и концентрация ближнего ТГц поля осуществляется с помощью металлических микроапертур, металлических острий и сужений металлических волноводов [1]. При этом, используются различные антенные структуры, фокусирующие падающее ТГц излучение на концентрирующем элементе. На вышеуказанных элементах достигается достаточно высокая пространственная концентрация ближнего ТГц поля в объеме с субмикронными размерами, что значительно (более чем на три порядка величины) меньше длины ТГц волны. Однако из-за значительного различия длины ТГц волны и необходимого пространственного разрешения ТГц ближнеполевой микроскопии, коэффициент усиления ближнего поля на концентрирующем элементе остается сравнительно невысоким (порядка 10), что во многих случаях значительно ухудшает отношение сигнал-шум при ближнеполевых измерениях. Кроме этого, металлические концентраторы ближнего поля не имеют электрической перестройки рабочей частоты, что ограничивает их применение в ближнеполевой ТГц спектроскопии и в электрически управляемых нелинейных ТГц устройствах.

В данной работе предлагается принципиально новый подход к усилению ближнего ТГц поля, основанный на резонансном возбуждении двумерных плазмонов в планарном плазмонном кристалле с микродефектом. Рассматривается планарный плазмонный кристалл в виде периодически экранированной двумерной электронной системы (2МЭС) с дефектом, созданным за счет локального обеднения 2МЭС при подаче отрицательного электрического смещения на один из электродов периодического решеточного затвора (рис. 1). В таком плазмонном кристалле возможно резонансное возбуждение двумерных плазмонов с длиной волны на три порядка меньше, чем длина падающей ТГц волны [2]. При этом сам планарный плазмонный кристалл выполняет функции эффективного антенного преобразователя падающей ТГц электромагнитной волны в ближнее поле коллективной плазмонной моды [2]. В свою очередь, область дефекта планарного плазмонного кристалла является плазмонным микрорезонатором. Таким образом, микродефект и регу-

лярный плазмонный кристалл представляют собой две связанные плазмонные перестраиваемые колебательные системы. Практически важным свойством рассматриваемой структуры является возможность электрической перестройки резонансной частоты плазмонных мод дефекта и планарного плазмонного кристалла за счет обеднения 2МЭС под соответствующими затворными электродами.

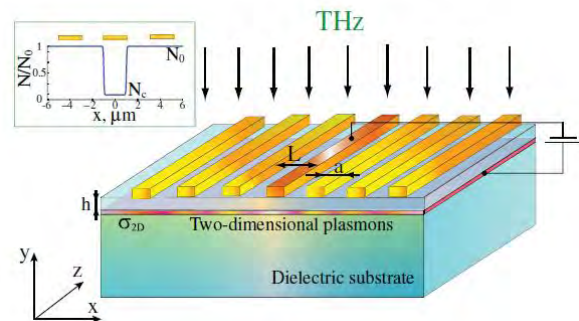


Рис. 1. Схема исследуемой структуры. Напряжение подается на центральный электрод решеточного затвора, что приводит к локальному обеднению 2МЭС, схематично показанному на вставке.

Резонансные частоты локализованных на дефекте плазмонных мод изменяются в зависимости от степени обеднения 2МЭС в области дефекта и при определенной степени обеднения резонансная частота высшей плазмонной моды микродефекта может совпасть с резонансной частотой моды регулярного плазмонного кристалла. В этом случае возможно сильное резонансное взаимодействие указанных плазмонных мод, приводящее к значительному усилению ближнего ТГц поля в области дефекта плазмонного кристалла.

Для анализа взаимодействия коллективной моды планарного плазмонного кристалла и плазмонной моды, локализованной на микродефекте, была предложена аналитическая модель на основе системы двух связанных линейных осцилляторов. Предполагается, что ведущий осциллятор, отвечающий коллективной моде планарного плазмонного кристалла, возбуждается падающей ТГц волной, а ведомый осциллятор, соответствующий плазмонной моде дефекта, возбуждается ведущим осциллятором. Взаимодействие связанных осцилляторов описывается системой уравнений

$$\begin{cases} \ddot{x}_1 + 2\gamma_1 \dot{x}_1 + \omega_{01}^2 x_1 = Ae^{j\omega t}, \\ \ddot{x}_2 + \left(2\gamma_2 + \frac{C}{\omega_{01}^2 - \omega^2 + 2j\gamma_1 \omega} \right) \dot{x}_2 + \sum \omega_{k,2}^2 x_2 = Bx_1, \end{cases}$$

где $\omega_{k,i}$ – собственные частоты осцилляторов, γ_i – потери, A, B и C – коэффициенты связи.

Для подтверждения правильности предложенной модели, был проведен численный анализ с использованием коммерческого программного комплекса COMSOL. Расчитанные численно амплитудно-частотные характеристики системы с хорошей степенью точности соответствуют аналитической модели.

В результате численного анализа было установлено, что при приближении резонансной частоты плазмонного микрорезонатора к резонансной частоте решетки происходит многократное усиление резонансного отклика дефекта. Было установлено, что сильное межмодовое взаимодействие приводит к рассталкиванию резонансов при их пересечении. На рис. 2 приведены расчетные картины ближнего поля на дефекте в режиме наибольшей (резонансной) накачки микрорезонатора, а также приведены факторы усиления поля по отношению к полю падающей волны для двух характерных времен электронного рассеяния в 2МЭС.

Таким образом, в данной работе предложен новый подход для усиления и концентрации ближнего ТГц поля, основанный на использовании планарного плазмонного кристалла с дефектом. Показано, что изменением напряжения на дефекте можно контролировать положение резонанса возбуждения ближнего ТГц поля на микродефекте за счет накачки дефекта коллективными модами планарного плазмонного кристалла. Величина коэффициента усиления ближнего ТГц поля на дефекте планарного плазмонного кристалла значительно (более чем в 100 раз) превосходит величины коэффициента усиления ТГц ближнего поля, достигнутые ранее при помощи металлических концентраторов ближнего ТГц поля.

Расчетный фактор усиления ближнего ТГц поля на два порядка величины превосходит фактор усиления поля, достигнутый ранее с помощью металлических концентраторов ТГц поля.

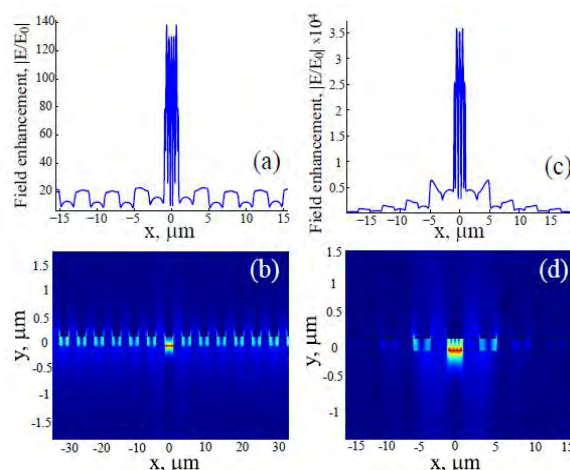


Рис. 2. (а) Нормированное распределение электрического поля в 2МЭС и (б) картина ближнего поля для времен электронного рассеяния $\tau = 10^{-11}$ с (а,б) и $\tau = 10^{-10}$ с (с,д).

Работа выполнена при поддержке грантов РФФИ 10-02-93120 и 11-01-92101, Программы фундаментальных исследований Президиума РАН «Основы фундаментальных исследований нанотехнологий и наноматериалов» и гранта Правительства РФ для государственной поддержки научных исследований, проводимых под руководством ведущих ученых в российских образовательных учреждениях высшего профессионального образования (госконтракт 11.G34.31.0030).

1. Adam, A.J.L Review of near-field terahertz applications and methods and their applications, How to achieve sub-wavelength resolution with THz frequencies / A.J.L. Adam // J. Infrared Millim. Terahertz Waves 2011. V. 32, P. 976-1019.

2. Popov, V.V. Plasmon excitation and plasmonic detection of terahertz radiation in the grating-gate field-effect-transistor structures / V.V. Popov // J. Infrared Millim. Terahertz Waves 2011. V. 32, P. 1178-119.

Локализованные и коллективные плазмонные моды в двумерной электронной системе с периодическим решеточным затвором

В.В. Попов^{1,2}

¹ Саратовский филиал Института радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН, Саратов

² Саратовский государственный университет им. Н.Г. Чернышевского, Саратов

popov@soire.ru

Частоты плазменных колебаний (плазмонов) в двумерных электронных системах (2МЭС) находятся в терагерцовом (ТГц) частотном диапазоне. В то же время, длины волн плазмонов в 2МЭС на два-три порядка величины меньше длины ТГц электромагнитной волны [1]. Поэтому возбуждение плазмонов в 2МЭС ТГц излучением является достаточно сложной проблемой. Периодически наноструктурированная 2МЭС представляет собой планарный плазмонный кристалл, в котором возбуждаются коллективные плазмонные моды, распределенные на всей (макроскопической) площади образца. За счет этого коллективные плазмонные моды оказываются сильно связанными с ТГц излучением, что создает принципиальную возможность использования планарных плазмонных кристаллов на основе 2МЭС для преобразования ТГц излучения. За счет малой длины волны плазмона может происходить глубоко субволновая концентрация и сильное резонансное усиление ближнего ТГц поля в планарном плазмонном кристалле. Электрическая перестройка плазмонного спектра в 2МЭС с решеточным затвором за счет эффекта поля предоставляет уникальные возможности для исследования и бесконтактной инженерии их оптических свойств в ТГц частотном диапазоне. Нелинейные свойства плазмонов могут приводить к фотогальваническому отклику и различным типам плазмонных неустойчивостей в наноструктурированных 2МЭС. Указанные нелинейные эффекты могут быть использованы для детектирования и генерации ТГц излучения. Усиление ближнего ТГц поля в нанострукту-

рированных 2МЭС может быть использовано для ближнеполевой ТГц микроскопии.

В данной работе обсуждается трансформация спектра и взаимодействие различных типов плазмонных мод планарного плазмонного кристалла в зависимости от пространственной модуляции электронной плотности в 2МЭС с решеточным затвором и показано, что коллективные плазмонные планарного плазмонного кристалла могут эффективно возбуждаться ТГц излучением.

В рассматриваемой структуре могут возбуждаться плазмонные моды различных типов: плазмонные моды, локализованные на участках 2МЭС под электродами или между электродами решеточного затвора, и коллективные плазмонные моды, распределенные на всем периоде структуры [1,2]. Трансформация плазмонных мод в 2МЭС при изменении величины пространственной модуляции электронной плотности в 2МЭС показана на рис. 1. В случае однородной 2МЭС в структуре возбуждается коллективная плазмонная мода, распределенная на всем периоде структуры (рис. 1 (a)). При сильной модуляции электронной плотности в 2МЭС возбуждаются плазмонные моды, локализованные на межконтактных (необедненных) участках 2МЭС под просветами решеточного затвора (рис. 1 (b)). При промежуточной величине модуляции электронной плотности в 2МЭС происходит резонансное взаимодействие плазмонных мод на подзатворных и межконтактных участках 2МЭС (рис. 1 (c)).

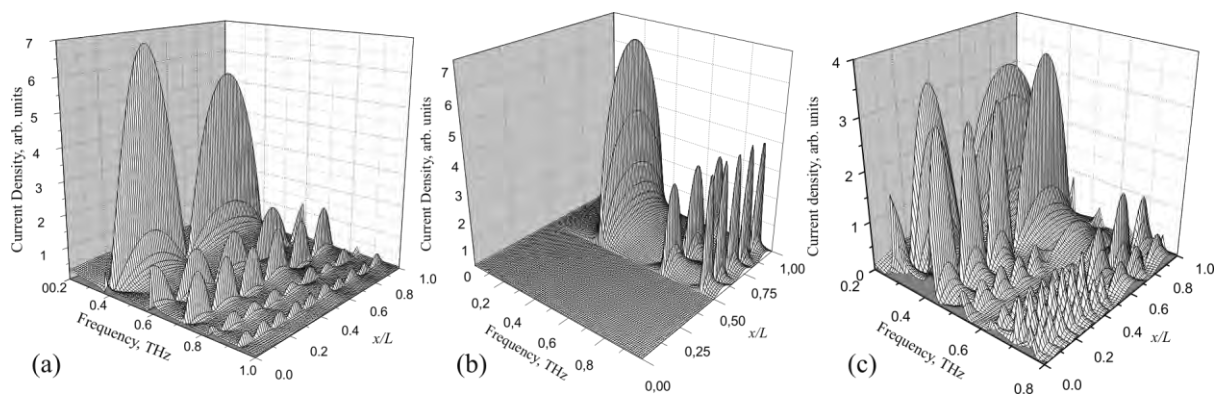


Рис. 1. Распределения плотности тока плазмонных мод на периоде структуры с решеточным затвором для нулевой (a), сильной (b) и промежуточной (c) величины модуляции 2МЭС [2]. Подзатворные участки 2МЭС расположены при $0 < x/L < 0.5$, где L – период структуры.

Локализация плазмонных мод на подзатворных участках 2МЭС может происходить также при близком расположении решеточного затвора к 2МЭС (даже в структуре с однородной 2МЭС). В этом случае при уменьшении ширины зазоров между электродами решеточного затвора образуется коллективная плазмонная мода, распределенная на всем периоде структуры. Экспериментальные результаты, демонстрирующие данную ситуацию, показаны на рис. 2. Приведенные результаты получены на образцах структур на основе AlGaIn/GaN с 2МЭС и периодическим решеточным затвором при различной ширине щелей между электродами решеточного затвора [3]. Магнитотранспортные измерения осцилляций Шубникова – де Гааза свидетельствуют о том, что в структурах первого типа T1 с большей шириной зазоров между электродами решеточного затвора есть два различных участка 2МЭС, отличающиеся по концентрации электронов [3]. При этом концентрация электронов под электродами решеточного затвора уменьшается при отрицательном затворном напряжении. В структурах второго типа T4 с меньшей шириной зазоров между электродами решеточного затвора концентрация электронов во всей 2МЭС (в том числе между электродами решеточного затвора) уменьшается при отрицательном затворном напряжении, оставаясь однородной во всей 2МЭС.

Измеренные спектры прохождения ТГц излучения через исследуемые структуры демонстрируют резонансные провалы в зависимости от величины напряжения смещения на решеточном затворе, которые связаны с возбуждением плазмонных резонансов [3]. Магнитополевая зависимость положения плазмонных резонансов в структуре T1 соответствует дисперсии магнитоплазмонов, локализованных на участках 2МЭС под электродами решеточного затвора, с волновыми векторами $k = (2j - 1)\pi/w_{\text{eff}}$, где j – порядок резонанса и w_{eff} – эффективная электрическая ширина электрода решеточного затвора. В то же время, магнитополевая зависимость положения плазмонных резонансов в структуре T4 соответствует дисперсии делокализованных магнитоплазмонов с волновыми векторами $k = 2\pi j/L$, где L – период решеточного затвора.

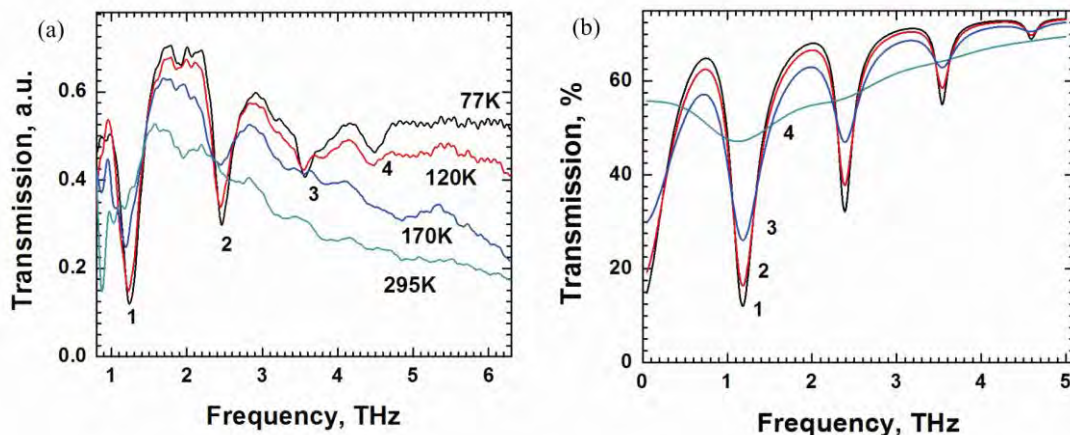


Рис. 3. Экспериментальные (а) и расчетные (б) спектры прохождения ТГц излучения через 2МЭС на основе гетероструктуры AlGaIn/GaN с узкощелевым решеточным затвором. Цифрами помечены спектры, соответствующие разным температурам образца от 77 К до 295 К. Период структуры равен $1.5 \mu\text{m}$ при ширине зазоров между соседними электродами решеточного затвора $0.35 \mu\text{m}$ [4].

Сильное взаимодействие между падающим ТГц излучением и плазмонными модами в 2МЭС с узкощелевым решеточным затвором демонстрирует рис. 3. В такой структуре эффективно возбуждаются основной и высшие плазмонные резонансы в широком диапазоне температур вплоть до комнатной температуры.

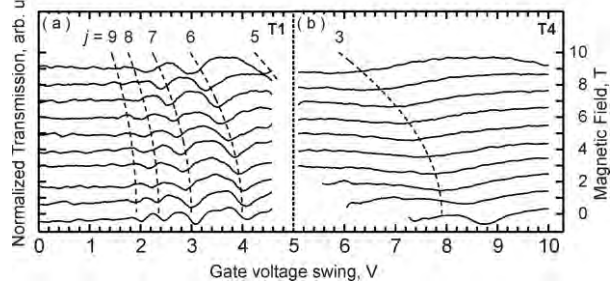


Рис. 2. Спектры прохождения ТГц излучения с частотой 2.52 THz через 2МЭС на основе гетероструктуры AlGaIn/GaN как функция затворного напряжения для различных значений величины магнитного поля, приложенного перпендикулярно плоскости 2МЭС. Каждая штриховая линия отвечает теоретическому положению соответствующего локализованного (а) или коллективного (б) плазмонного резонанса [3].

1. Popov, V.V. Plasmon excitation and plasmonic detection of terahertz radiation in the grating-gate field-effect-transistor structures / V.V. Popov // J. Infrared Millim. Terahertz Waves. 2011. V. 32, No. 10. P. 1178-1191.

2. Фатеев, Д.В. Трансформация плазмонного спектра в транзисторной структуре с решеточным затвором и пространственно-модулированным двумерным электронным каналом / Д.В. Фатеев, В.В. Попов, М.С. Шур // ФТП. 2010. Т. 44, вып. 11. С. 1455-1462.

3. Nogajewski, K. Localized and collective magneto-plasmon excitations in AlGaIn/GaN-based grating-gate terahertz modulators / K. Nogajewski, J. Lusakowski, W. Кнап, V.V. Popov, F. Teppe, S.L. Romyantsev, M.S. Shur // Appl. Phys. Lett. 2011. V. 99, No. 21. P. 213501-1 – 213501-3.

4. Muravjov, A.V. Temperature dependence of plasmonic terahertz absorption in grating-gate gallium-nitride transistor structures / A.V. Muravjov, D.B. Veksler, V.V. Popov, O.V. Polischuk, N. Pala, X. Hu, R. Gaska, H. Saxena, R.E. Peale, M.S. Shur // Appl. Phys. Lett. 2010. V. 96, No. 4. P. 042105-1 – 042105-3.

Токовое усиление терагерцового фотовольтаического отклика в плазмонном кристалле с асимметричной элементарной ячейкой

Д.В. Фатеев^{1,3}, В.В. Попов^{1,3}, С.А. Никитов^{2,3}

¹ Саратовский филиал Института радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН

² Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН, Москва

³ Саратовский государственный университет им. Н.Г. Чернышевского

FateevDV@yandex.ru

Одним из перспективных направлений по созданию детекторов терагерцового (ТГц) излучения является использование нелинейных свойств плазмонных возбуждений в транзисторных структурах с двумерными электронными системами (2МЭС). Фотовольтаический ТГц плазмонный отклик может возникать только в структурах, не обладающих центром инверсии в плоскости 2МЭС. В работе [1] рассмотрена 2МЭС с двойным решеточным периодическим затвором (ДРЗ), представляющая собой, по существу, планарный плазмонный кристалл (рис. 1). В такой структуре необходимая асимметрия в плоскости 2МЭС достигается за счет асимметрии каждой элементарной ячейки планарного плазмонного кристалла. Две различные затворные подрешетки имеют разные ширины металлических электродов w_1 и w_2 . Асимметрия элементарной ячейки планарного плазмонного кристалла создается за счет сдвига одной подрешетки затворных электродов относительно другой подрешетки электродов в плоскости затвора и характеризуется коэффициентом асимметрии $0 < s_1/s_2 < 1$, где s_1 и

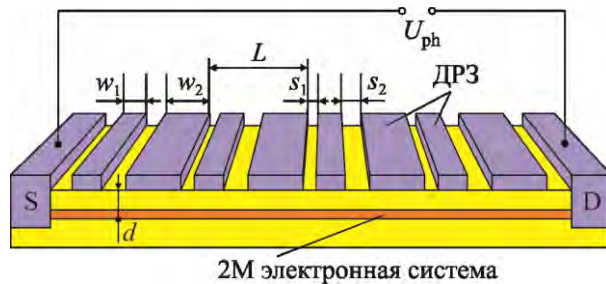


Рис. 1. Схематическое изображение 2МЭС ДРЗ с асимметричной элементарной ячейкой.

s_2 – ширины просветов между электродами ДРЗ. В работе [1] показано, что плазмонный фотовольтаический отклик возрастает с увеличением степени асимметрии элементарной ячейки структуры. К разным подрешеткам затворных электродов могут независимым образом прикладываться разные электрические напряжения. Наибольший фотовольтаический отклик возникает при сильном обеднении области 2МЭС под одной из подрешеток затвора, имеющей большую ширину электродов (w_2 на рис. 1). При этом плазмонный фототок генерируется на обедненных участках 2МЭС. При протекании фототока через обедненные участки 2МЭС

возникает большое падение электрического напряжения на всей длине образца, которое представляет собой детекторный сигнал. Вольт-ваттная чувствительность плазмонного ТГц детектора на основе транзисторной структуры InAlAs/InGaAs/InP с ДРЗ с асимметричной элементарной ячейкой достигает 8 кВ/Вт при комнатной температуре [1].

В данной работе теоретически исследовано влияние постоянного тока смещения на фотовольтаический ТГц плазмонный отклик 2МЭС с ДРЗ с асимметричной элементарной ячейкой. Фотонапряжение находилось путем решения нелинейной гидродинамической задачи о движении электронной жидкости в 2МЭС в рамках нелинейной теории возмущений в приближении заданного ТГц поля, действующего в 2МЭС [2]. Действующее ТГц поле в 2МЭС вычислялось в результате решения линейной электродинамической задачи о падении внешней ТГц волны на 2МЭС с ДРЗ [3]. Равновесная концентрация электронов в 2МЭС аппроксимировалась косинусоидальным распределением с минимумом электронной концентрации под центрами широких полосок ДРЗ (с шириной w_2).

Плазмонный отклик в 2МЭС возникает в силу нелинейной динамики двумерной электронной плазмы, описываемой гидродинамическими уравнениями [4]

$$\frac{\partial N(x,t)}{\partial t} + \frac{\partial(N(x,t)V(x,t))}{\partial x} = 0, \quad (1)$$

$$\frac{\partial V(x,t)}{\partial t} + V(x,t)\frac{\partial V(x,t)}{\partial x} = -\frac{eE(x,t)}{m^*} - \gamma V(x,t), \quad (2)$$

где $E(x,t)$ – продольное электрическое поле, индуцированное в 2МЭС падающей электромагнитной волной, $N(x,t)$ – индуцированная концентрация электронов и $V(x,t)$ – индуцированная гидродинамическая скорость электронов в 2МЭС, e и m^* – соответственно заряд и эффективная масса электрона, $\gamma = 1/\tau$, τ – время релаксации импульса электронов в 2МЭС. Плотность индуцированного тока в 2МЭС равна $j(x,t) = -eV(x,t)N(x,t)$. В системе уравнений (1) и (2) присутствуют два нелинейных слагаемых: второе слагаемое в уравнении непрерывности (1), определяющее плотность индуцированного тока в 2МЭС, и второе слагаемое в уравнении Эйлера (2), описывающее нелинейную конвекцию электронов в 2МЭС. Усреднение плот-

ности индуцированного тока по времени дает значение плотности фототока.

Решение гидродинамических уравнений (1) и (2) дает плотность фототока в виде

$$j_{\text{ph}} = -e \left(\sum_q N_q^{(0)} V_{0,-q}^{(2)} + \sum_q V_q^{(0)} N_{0,-q}^{(2)} + 2 \operatorname{Re} \sum_q N_{\omega,q}^{(1)} (V_{\omega,q}^{(1)})^* \right), \quad (3)$$

где $V_{\omega,q}^{(1)}$, $N_{\omega,q}^{(1)}$, $V_{0,-q}^{(2)}$ и $N_{0,-q}^{(2)}$ – амплитуды пространственно-временных фурье-гармоник индуцированных скорости и концентрации электронов в 2МЭС соответственно на частоте ω падающего ТГц излучения и на нулевой частоте, $N_q^{(0)}$ и $V_{0,q}^{(0)}$ – амплитуды пространственных фурье-гармоник равновесных концентрации и скорости электронов в 2МЭС, $q = 2\pi m / L$ ($m = 1, 2, 3, \dots$) – векторы обратной решетки периодической структуры с ДРЗ. Поправки $V_{\omega,q}^{(1)}$ и $N_{\omega,q}^{(1)}$ пропорциональны электрическому полю падающей ТГц волны, в то время как $V_{0,-q}^{(2)}$ и $N_{0,-q}^{(2)}$ пропорциональны квадрату электрическому полю падающей ТГц волны. Таким образом, каждое слагаемое в правой части выражения (3) пропорционально мощности падающего ТГц излучения. Фотонапряжение, снимаемое с образца, вычисляется как произведение фототока на сопротивление пространственно промодулированной 2МЭС.

В расчетах использованы параметры 2МЭС с ДРЗ на основе гетероструктуры InAlAs/InGaAs/InP: $w_1 = 200$ нм, $w_2 = 1.6$ мкм, $s_1 = 200$ нм, $s_2 = 400$ нм, расстояние от ДРЗ до 2МЭС $d = 42$ нм, равновесная концентрация электронов на необедненных участках 2МЭС $N_s = 2.5 \times 10^{12}$ см⁻² при комнатной температуре. Площадь образца, используемая в расчетах, составила 20×20 мкм².

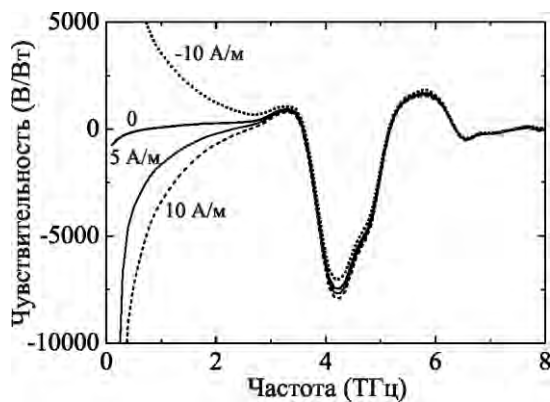


Рис. 2. Зависимость вольт-ваттной чувствительности 2МЭС с ДРЗ от частоты при различной величине тока смещения при сопротивлении образца 6 МОм

Вычисления показывают, что пропускание постоянного тока смещения в 2МЭС приводят к значительному увеличению ТГц фотоотклика в низкочастотном ТГц диапазоне (рис. 2). При этом полярность фотоотклика изменяется при изменении направления тока смещения (см. рис. 2). В то же время, на частоте плазмонного резонанса фотоотклик в основном определяется геометрической асимметрией ДРЗ и поэтому полярность фотоотклика не меняется при изменении направления тока смещения в 2МЭС. При этом пропускание тока смещения приводит к усилению или ослаблению ТГц фотоотклика на частоте плазмонного резонанса в зависимости от направления тока смещения (см. рис. 2).

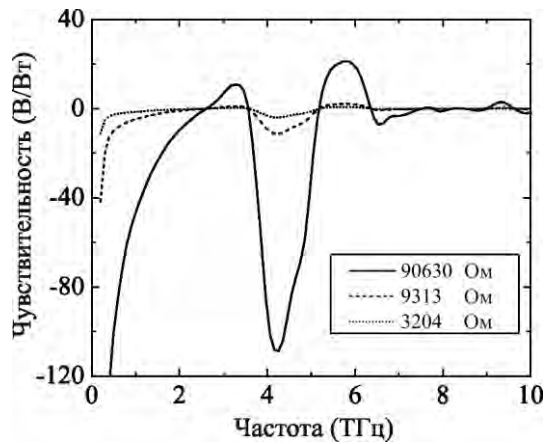


Рис. 3. Зависимость вольт-ваттной чувствительности 2МЭС с ДРЗ от частоты при различных сопротивлениях образца при величине тока смещения 200 мкА

Величина фотоотклика увеличивается практически линейно с ростом сопротивления образца при увеличении степени пространственной модуляции 2МЭС (рис. 3).

Таким образом, в данной работе показано, что пропускание постоянного тока смещения через 2МЭС с ДРЗ значительно усиливает ТГц фотоотклик структуры в низкочастотной части ТГц диапазона, когда доплеровская поправка для высших плазмонных мод структуры становится сравнимой с частотой плазменных колебаний. В то же время на более высоких частотах ТГц фотоотклик определяется в основном геометрической асимметрией элементарной ячейки периодической структуры с 2МЭС.

1. Popov, V.V. Plasmonic terahertz detection by a double-grating-gate field-effect transistor structure with an asymmetric unit cell / V.V. Popov, D. V. Fateev, T. Otsuji, Y. M. Meziani, D. Coquillat, and W. Knap // Applied Physics Letters. 2011. V. 99, No. 24. P. 243504-1 – 243504-4.

2. Aizin, G.R. Terahertz plasmon photoresponse in a density modulated two-dimensional electron channel of a GaAs/AlGaAs field-effect transistor / G.R. Aizin, D.V. Fateev, G.M. Tsybalov, V.V. Popov // Applied Physics Letters, 2007. V. 91, No.16. P.163507-1 – 163507-3.

3. Фатеев, Д.В. Трансформация плазмонного спектра в транзисторной структуре с решеточным затвором и пространственно-модулированным двумерным электронным каналом / Д.В.Фатеев, В.В.Попов, М.С.Шур // ФТП. 2010. Т. 44, вып. 11. С. 1455-1462.

4. Dyakonov, M. Detection, mixing, and frequency multiplication of terahertz radiation by two-dimensional electronic fluid / M. Dyakonov and M. Shur // IEEE Trans. Electron Devices 1996. V. 43, No. 3. P. 380-387.

Исследование влияния модификации метаморфного буфера на электрофизические и структурные свойства МНЕМТ наногетероструктур $\text{In}_{0.70}\text{Al}_{0.30}\text{As}/\text{In}_{0.75}\text{Ga}_{0.25}\text{As}$

С.С. Пушкарёв^{1,2}, Г.Б. Галиев¹, И.С. Васильевский², Р.М. Имамов³, А.Л. Кванин²,
Е.А. Климов¹, Е.С. Павленко⁴, И.А. Субботин³

¹ Институт сверхвысокочастотной полупроводниковой электроники РАН, Москва

² Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ», Москва

³ Институт кристаллографии имени А.В. Шубникова РАН, Москв.

⁴ Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова

s_s_e_r_p@mail.ru

В настоящее время $\text{InAlAs}/\text{InGaAs}$ метаморфные НЕМТ (МНЕМТ) наногетероструктуры на подложках GaAs являются одними из наиболее перспективных материалов для СВЧ электроники. Хотя на сегодняшний день на НЕМТ и псевдоморфных НЕМТ наногетероструктурах на подложках InP получены самые быстродействующие транзисторы с рекордно высокими значениями частоты отсечки f_T , но МНЕМТ структуры на GaAs успешно конкурируют со структурами на InP, поскольку на них также можно получить активные слои с высоким содержанием InAs (более 30%), а относительно высокая стоимость подложек InP по сравнению с GaAs, их низкая технологичность, в основном связанная с хрупкостью, а также меньший размер подложек делает МНЕМТ структуры на GaAs более привлекательными.

Высокие значения f_T в МНЕМТ структурах на GaAs и в решёточно-согласованных структурах $\text{In}_{0.52}\text{Al}_{0.48}\text{As}/\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$ на InP обусловлены уменьшением эффективной массы электрона при увеличении содержания InAs в активной области и соответствующим увеличением подвижности и дрейфовой скорости насыщения электронов.

Суть метаморфной технологии заключается в выращивании между подложкой и активной областью относительно толстого переходного слоя – метаморфного буфера (ММБ) $\text{InAl}(\text{Ga})\text{As}$ с изменяющимся по толщине химическим составом, вследствие чего параметр решётки подложки согласуется с параметрами решетки слоёв требуемого состава путем постепенной релаксации возникающих механических напряжений. При эпитаксиальном росте с ММБ в большинстве случаев сохраняется двумерный рост эпитаксиальных слоёв с приемлемым структурным совершенством, однако поверхность выращенной гетероструктуры приобретает волнообразный поперечно-полосатый рельеф (cross-hatch). Такой рельеф возникает из-за полей деформации, создаваемых сетью образующихся дислокаций несоответствия (misfit dislocations). Шероховатость поверхности наногетероструктуры влияет на свойства и характеристики гетероструктурных электронных приборов, особенно при использовании наноразмерных технологий, поскольку топологические размеры элементов на поверхности на сегодняшний день составляют ~ 30–50 нм. Поэтому получение доста-

точно гладкой поверхности МНЕМТ наногетероструктур является важнейшей задачей. Как правило, для практического применения метаморфных наногетероструктур необходимо оптимизировать и конструкцию, и технологические параметры роста как ММБ, так и активной области наногетероструктуры.

В данной работе представлены результаты исследований структурных и электрофизических характеристик МНЕМТ наногетероструктур $\text{In}_{0.75}\text{Ga}_{0.25}\text{As}/\text{In}_{0.70}\text{Al}_{0.30}\text{As}$, выращенных методом МЛЭ на подложках GaAs с использованием ММБ трёх разных и принципиально новых конструкций. Образец А представляет собой структуру с ММБ $\text{In}_x\text{Al}_{1-x}\text{As}$ толщиной 1.08 мкм с плавным линейным увеличением x по толщине с инверсной ступенью в конце и с введёнными внутрь ММБ двумя напряжёнными пятипериодными сверхрешётками $\text{In}_{0.35}\text{Ga}_{0.65}\text{As}/\text{In}_{0.50}\text{Al}_{0.50}\text{As}$ и $\text{In}_{0.60}\text{Ga}_{0.40}\text{As}/\text{In}_{0.75}\text{Al}_{0.25}\text{As}$ в точках ММБ с составом $x = 0.45$ и 0.70 соответственно. Образец В отличается от образца А лишь тем, что толщина его ММБ увеличена до 1.50 мкм. Внутри ММБ образца С толщиной 1.36 мкм на 1/3 и 2/3 его толщины имеются две дополнительные инверсные ступени с последующими заглаживающими слоями однородного состава.

$\text{In}_{0.75}\text{Ga}_{0.25}\text{As}$ (защитный слой)	73 Å
$\text{In}_{0.70}\text{Al}_{0.30}\text{As}$ (барьер)	219 Å
$\delta\text{-Si}$	—
$\text{In}_{0.70}\text{Al}_{0.30}\text{As}$ (снейсер)	64 Å
$\text{In}_{0.75}\text{Ga}_{0.25}\text{As}$ (канал)	164 Å
$\text{In}_{0.70}\text{Al}_{0.30}\text{As}$ (заглаживающий слой)	161 нм
$\text{In}_{0.75}\text{Al}_{0.25}\text{As} \rightarrow \text{In}_{0.70}\text{Al}_{0.30}\text{As}$ (инверсная ступень)	46 нм
$\text{In}_{0.05}\text{Al}_{0.95}\text{As} \rightarrow \text{In}_{0.75}\text{Al}_{0.25}\text{As}$ (ММБ)	
GaAs (подложка)	

Рис. 1. Общая схема исследуемых образцов

Подвижность μ_e и концентрация n_S электронов измерялись методом Ван дер Пау при температурах 300 К и 77 К. Структурные характеристики выращенных образцов исследовались методами рентгеновской дифрактометрии (XRD) и атомно-силовой микроскопии (АСМ), а именно: методом

XRD было исследовано распределение деформаций кристаллической решётки в ММБ различных конструкций, а методом АСМ была измерена среднеквадратичная шероховатость поверхности образцов (RMS) на участке 13×13 мкм.

Таблица 1

Электрофизические характеристики образцов и шероховатость их поверхности

Образец	$\mu_e, \text{см}^2(\text{В}\cdot\text{с})^{-1}$		$n_s, 10^{12} \text{см}^{-2}$		RMS, нм
	300 К	77 К	300 К	77 К	
А	10480	33320	1.45	1.38	7.1
В	10610	34300	1.32	1.26	7.9
С	8820	23400	2.06	2.02	13.8

На рисунке 2 представлены кривые качания исследуемых образцов. На кривых качания для образцов А и В кроме пика при $\theta = 0^\circ$ от подложки видны ещё два пика, более узкий и интенсивный из которых (пик 1) соответствует заглаживающему слою в конце ММБ. Анализ данных, полученных при отражениях (4 0 0) и (4 2 2), показывает, что кристаллическая решётка вещества заглаживающего слоя деформирована, а именно: сжата в плоскости (1 0 0) и вытянута в направлении [1 0 0]. Это свидетельствует о том, что остаточные напряжения в ММБ образцов А и В были полностью нейтрализованы инверсной ступенью. Отметим также, что заглаживающий слой образца В

находится в несколько более напряжённом состоянии, чем заглаживающий слой образца А (см. таблицу 2) несмотря на большую толщину ММБ и, следовательно, меньший градиент состава ММБ в образце В.

Сравнение характеристик образцов А и В показывает, что сильное увеличение толщины ММБ не дало ни более гладкой поверхности, ни большей подвижности электронов, а их концентрация, наоборот, уменьшилась.

На кривых качания для образца С кроме пика при $\theta = 0^\circ$ от подложки чётко выделяются три пика, соответствующие двум заглаживающим слоям внутри ММБ и одному заглаживающему слою над ММБ образца С. Поскольку перед каждым заглаживающим слоем выращена инверсная ступень, нейтрализующая остаточные напряжения, накопившиеся в нижележащей части ММБ, то кристаллическая решётка вещества заглаживающего слоя деформирована слабо, причём она как сжата (пики 1, 3), так и растянута (пик 2). Можно предположить, что во втором случае перепад состава в инверсной ступени оказался немного излишним для сведения к нулю остаточных напряжений.

Результаты наших исследований показывают, что и электрофизические, и структурные характеристики образца С оказались хуже, чем для образцов А и В. Перепад состава инверсной ступени

Рис. 2. Кривые качания исследуемых образцов

образцов А и В составляет $\Delta x = 0.05$, а суммарный перепад состава трёх инверсных ступеней образца С составляет $\Delta x = 0.07\text{--}0.08$, поэтому сравнение этих двух случаев затруднено. Но, по нашему мнению, распределённые инверсные ступени лучше сдерживают релаксацию ММБ, чем одиночная инверсная ступень.

Исследования АСМ показывают, что поверхность образца С обладает более развитым рельефом, чем поверхность образцов А и В. Можно высказать предположение, что механические напряжения, образовавшиеся внутри ММБ и «замороженные» с помощью инверсных ступеней, сильнее воздействуют на морфологию поверхности гетероструктуры, чем если бы им была дана возможность свободно релаксировать, и это отражается на шероховатости поверхности наногетероструктуры и на подвижности электронов.

Таблица 2

Данные рентгеновской дифрактометрии
(c – нормальный, a – латеральный параметры решётки)

Обр.	Пик	(4 0 0)		(4 2 2)		$c - a$	x
		θ	c	θ	a		
А	1	0,54563	5,937	0,69042	5,903	0,035	0,649
	2	0,55631	5,835	0,70513	5,798	0,037	0,388
В	1	0,54518	5,942	0,69032	5,896	0,045	0,646
	2	0,55492	5,848	0,70354	5,805	0,043	0,412
С	1	0,54619	5,932	0,68985	5,926	0,006	0,674
	2	0,55630	5,835	0,70297	5,842	-0,007	0,449
	3	0,56560	5,749	0,71619	5,746	0,003	0,220

Работа выполнена в рамках государственных контрактов № 14.740.11.0869 и № 16.513.11.3113 по заказу Минобрнауки, Гранта РФФИ (11-07-00050), Гранта Фонда им. В.Г. Мокерова и программы Президиума РАН № 24 «Фундаментальные основы технологий наноструктур и наноматериалов».

Transparency current in mid-infrared quantum cascade lasers

D.G. Revin¹, R.S. Hassan¹, Y. Wang², A. Belyanin², A.B. Krysa¹, K. Kennedy¹,
C.N. Atkins¹, J.W. Cockburn¹

¹ University of Sheffield, United Kingdom

² Texas A&M University, College Station, USA

d.revin@sheffield.ac.uk

Recently, mid-infrared quantum cascade lasers (QCLs) have achieved a remarkable level of performance, emitting several watts of continuous optical power at room temperature. This performance becomes possible due to careful optimization of laser parameters and dramatic advances in device processing and packaging. However, the origin and the value of transparency current in mid-infrared QCLs have not been studied experimentally in great details yet. The transparency current is the current which corresponds to the bias conditions when the building-up gain at the laser transition is the same as the losses at this transition energy. In a simplified theoretical analysis it is still widely assumed that due to very efficient depopulation of the lower laser level the transparency current in mid-infrared QCLs is negligible, in contrast to interband lasers. Any small current through a QCL is supposed to create intersubband population inversion and results in gain. However, such a suggestion is only valid if there are no electrons on the lower laser level and the current flows only by injection of the carriers into the upper laser level. The first requirement can be easily fulfilled at very low temperatures and for the optimum active region designs, but the second one is much more problematic, since there can be phonon-assisted transitions from the injector directly to the lower laser levels or escape of electrons to the continuum through the injector upper minibands. So, in general, at high temperatures the transparency current can be a significant part of the threshold current. It was estimated that in some cases (see, for example [1]) the transparency current makes up more than half of the threshold current and it should be considered as an important laser optimization parameter.

In this presentation we demonstrate an experimental technique that can be used for direct determination of transparency current in operating mid-infrared QCLs. The gain, varying resonant intersubband absorption and transparency current values have been extracted from the analysis of the mid-infrared transmission spectra through the QCLs under bias conditions below the laser threshold.

Two strain-compensated $\lambda \sim 5.5 \mu\text{m}$ $\text{In}_{0.6}\text{Ga}_{0.4}\text{As}/\text{Al}_{0.58}\text{In}_{0.42}\text{As}/\text{InP}$ QCL designs have been studied. The active region of the first laser (S1) is based on a double-LO-phonon relaxation approach with three lower levels. This design is very typical for high

performance mid-infrared QCLs being widely accepted as one of the most optimal QCL designs. It is usually assumed that two levels positioned below the lower laser level and separated by the energy close to the optical phonon energy should provide efficient depletion of the lower laser level, therefore helping to achieve population inversion. The active region of the second device (S2) has only one lower laser level, without any specially designed resonant LO-phonon assisted depopulation. The injector parts of the designs are identical. The wafers were grown on highly doped n-InP substrates by metal organic vapour phase epitaxy in a horizontal reactor at 670°C .

The wafers were processed by dry-etching into $20 \mu\text{m}$ wide 2 mm long ridge lasers. The as-cleaved lasers were fixed on a cold finger of a continuous flow helium cryostat. The broadband ($\sim 1.5 - 12 \mu\text{m}$) mid-infrared emission from a FTIR spectrometer is focused on to the laser front facet and put through the laser waveguide. The transmitted light is detected by a cooled mercury cadmium telluride detector [2]. DC bias below the laser threshold was applied to the lasers under investigation.

The transmission spectra were studied at various temperatures (80 - 280 K) and bias conditions below the threshold. Due to selection rules existing for the electron transitions in quantum wells, TM (parallel to the growth direction) polarised light is used for the study of the absorption on the intersubband transitions. To eliminate waveguide properties, the TM transmission spectra were corrected on the spectra taken for TE polarization. The resulted spectra (in the energy range around the laser transition) taken at 80 and 240 K are showed in Fig.1 for both designs. The dips correspond to the absorption or the losses at particular energy, while the peaks represent the amplification of the incident light or, in other words, the presence of the gain. At 80 K no absorption is observed for laser S1 at the laser energy at any bias (Fig.1 (a)). This proves the fact that at low temperatures the lower laser level in a double-phonon laser design is not occupied by electrons. At elevated applied current the amplification peak gradually increases at the energy of the laser transition ($\sim 230 \text{ meV}$). For laser S2 the absorption at the laser transition is observed at low bias even at 80 K (Fig.1 (b)).

The absorption at the energy of the laser transition for laser S1, meaning the existence of the electrons on the lower laser level, emerges and starts to increase gradually at temperatures higher than $\sim 120 \text{ K}$. This indicates that even for this laser design the concentration of the electrons on lower laser level cannot be neglected.

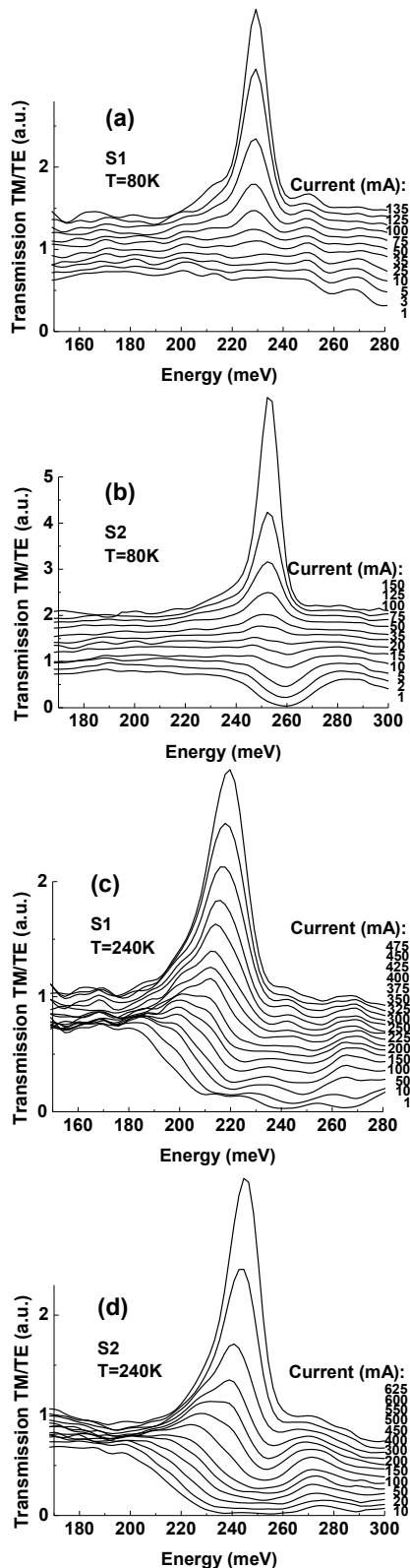


Fig. 1. Transmission spectra for lasers S1 and S2 (taken for TM polarization and normalized for the spectra taken for TE polarization) measured at 80 K (cases (a) and (b)) and 240 K (cases (c) and (d)) for various current values below the laser thresholds. The spectra are vertically shifted for clarity.

The observed experimental results have been supported with the detailed modelling of laser gain at various biases and temperatures, which includes all radiative and phonon-mediated transitions as well as electron-electron scattering within the conduction band.

For both lasers at certain bias and temperature conditions the transmission experiments reveal very distinct features at the energies close to the laser transitions. The transmission spectra have a dispersive shape, when the absorption and amplification are observed at the same time but at slightly different energies. When the populations of the electrons on the upper and lower QCL levels become comparable, the existence of the scattering processes, particularly at higher temperatures, leads to the increased contribution of the second order gain which has a dispersive shape [3].

The transparency current densities along with the threshold current density are showed in Fig.2 for various temperatures for both lasers. The transparency current was found from the transmission spectra data as the current which corresponds to the bias conditions when the value of the logarithm taken of the amplification peak intensities (proportional to the gain) is approximately the same as the logarithm of the absorption dips (proportional to the losses) at the energies near to the laser emission (the case of similar electron populations on the upper and lower laser levels). At 80 K the transparency current contributes very little to the threshold current for both lasers (it is almost zero for S1 laser). However, as the temperature increases the transparency current starts to rise very rapidly and it makes up more than 65% to the laser threshold current at the temperatures close to room temperature.

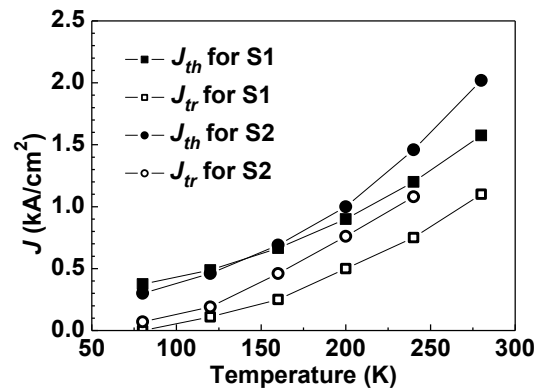


Fig. 2. Laser threshold J_{th} and transparency current J_{tr} densities at the temperatures of 80 – 280 K.

1. Yu J.S., Slivken S., Evans A.J. and Razeghi M., IEEE Journal of Quantum Electronics **44**, 747 (2008).
2. Revin D.G., Wilson L.R., Cockburn J.W., Krysa A.B., Roberts J.S. and Airey R.J., Appl.Phys.Lett. **88**, 131105 (2006).
3. Wacker A., Nature Physics **3**, 298 (2007).

Параметрическая генерация высокочастотных гармоник в полупроводниковых СР

Ю.Ю. Романова

Институт физики микроструктур РАН, Н. Новгород

jul@ipm.sci-nnov.ru

Квантовые полупроводниковые сверхрешетки (СР) в силу своих нелинейных свойств, проявляемых в достаточно слабых электрических полях, являются перспективным объектом для создания терагерцовых умножителей частоты [1]. В постоянном электрическом поле вольт амперная характеристика (ВАХ) СР описывается хорошо известной формулой

$$j = j_0 \frac{\Omega\tau}{1 + (\Omega\tau)^2}, \quad (1)$$

$\Omega = eEd/\hbar$, d – период СР. В присутствии постоянного электрического поля E_C высокочастотная проводимость СР отрицательна только на падающем участке ВАХ, где генерация блоховских колебаний затруднена в связи с развитием относительно низкочастотной доменной неустойчивости. Введение в систему гармонического поля накачки $E_1(t)$ ведёт к изменению вида областей неустойчивости дополнительного слабого сигнала на плоскости (E_C, E_1) [2]. Поэтому предпочтительно выбирать такие режимы работы параметрического преобразователя, в которых области высокочастотной (ВЧ) неустойчивости гармоник лежат вне областей статической дифференциальной ($\sigma_{\text{dif}} < 0$) и абсолютной отрицательных проводимостей системы. В настоящей работе мы обсуждаем возможности параметрической генерации в бездоменном режиме для наиболее интересного, с точки зрения эксперимента, случая, когда поле накачки является низкочастотным - $\omega_1\tau \ll 1$, τ - время релаксации функции распределения (при $\tau \sim 10^{-13}$ с $\omega_1 \leq 2\pi \cdot 160$ ГГц), в то время как его резонансные гармоники попадают в ВЧ область ($n\omega_1\tau \gg 1$). В квазистатическом поле $E(t) = E_C + E_1 \cos(\omega_1 t - \delta_1)$ потери на частоте ω_2 высокочастотного слабого сигнала $E_2(t) = E_2 \cos(\omega_2 t - \delta_2)$ ($E_2 \ll E_1$) записываются в виде:

$$\overline{j\omega_2(t)E_2(t)} \sim \frac{1}{2} (\sigma(\omega_2; E_C, E_1) + \sigma(\omega_2 - 2n_0\omega_1; E_C, E_1) \cos[2(\delta_2 - n_0\delta_1)]), \quad (2)$$

где 1-е слагаемое описывает обычное усиление сигнала на частоте ω_2 , 2-е – параметрическую генерацию гармоник на частотах $\omega_2 = n_0\omega_1$. При $\omega_{1,2}\tau \geq 1$ для несоизмеримых частот $\omega_{1,2}$ области неустойчивости поля E_2 совпадают с областью доменной неустойчивости, что детально анализировалось ранее многими авторами [2,3]. Из решения кинетического уравнения в τ - приближении нами впервые в общем случае получены аналитические выражения для высокочастотного отклика СР, находящейся в

сильном квазистатическом электрическом поле $E(t)$.

$$j = j_0 \sum_{\nu_{1,2}=-\infty}^{\infty} j_{\nu_1, \nu_2} \exp[-i\nu_1(\omega_1 t) - i\nu_2(\omega_2 t - \delta_2)] + \text{к.с.},$$

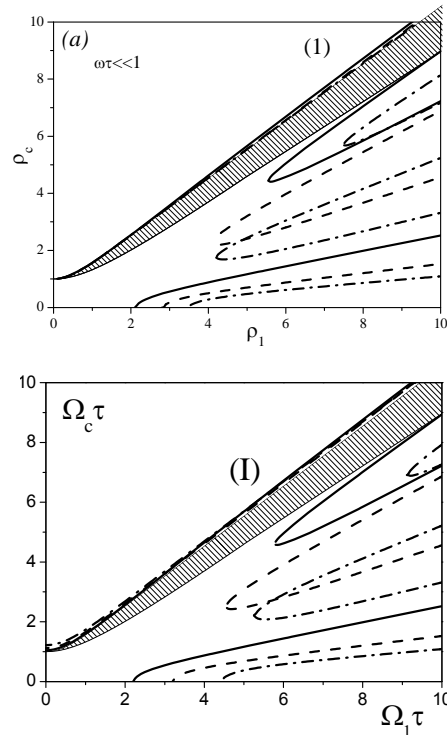


Рис.1. Области усиления n_0 -ой гармоники переменного поля (1), ограничиваемые условием $\overline{j\omega_2(t)E_2(t)} = 0$, $\delta_1 = \delta_2 = 0$. Сплошные линии - $n_0 = 3$; пунктирные - $n_0 = 5$; штрих-пунктирные - $n_0 = 7$. Кривая (I) - $\sigma_{\text{dif}} = 0$. Область бездоменного усиления переменного поля основной частоты заштрихована. (а) $\omega\tau \ll 1$, (б) $\omega\tau = 1$.

$$j_{\nu_1, \nu_2} = \frac{i}{2} \sum_{\mu=-\infty}^{\infty} \frac{J_{\mu}\left(\frac{\Omega_2}{\omega_2}\right) J_{\mu+\nu_2}\left(\frac{\Omega_2}{\omega_2}\right)}{\sqrt{B_{\mu} + 2i(\rho_c + \mu\omega_2\tau)}} \frac{\left[\sqrt{B_{\mu} + 2i(\rho_c + \mu\omega_2\tau)} - 1 - i(\rho_c + \mu\omega_2\tau)\right]^{|\nu_1|}}{(i)^{|\nu_1|} (\rho_1)^{|\nu_1|}},$$

$$B_{\mu} = 1 + \rho_1^2 - (\rho_c + \mu\omega_2\tau)^2,$$

здесь $\rho_{1,c} = \Omega_{1,c}\tau$. Границы областей параметрической генерации гармоник, рассчитанные на основании полученных формул, показаны на рис.1.

Нами продемонстрировано, что в СР с чисто диссипативной нелинейностью возможны доста-

точно эффективные генерация и параметрическое усиление гармоник поля накачки. Найдены условия усиления высокочастотных гармоник в СР с различным характером диссипации энергии. Показано, что величина порогового поля накачки, при котором система становится активной на частоте исследуемой гармоники, растёт с ростом номера гармоники и величины прикладываемого статического электрического поля, что связано с появлением дополнительных потерь на частотах генерируемых чётных гармоник. Несмотря на существование общих закономерностей, характер и вид областей генерации гармоник сверхрешеткой при $\omega_1\tau \ll 1$ зависит от выбора изменяемого параметра (ω_1 или τ). Это следует, в частности, из сопоставления рисунков 2:а,б, отражающих изменение областей неустойчивости 5-ой гармоники сигнала с ростом параметров τ и ω_1 . Величина τ играет особую роль в области ее малых значений. Амплитуда поля определяет частоту Брэгговских отражений электронов от границ минизон, модулируя колебания электрона, и обуславливая, в свою очередь, немонотонный характер зависимости амплитуд гармоник тока от амплитуды поля. Частые столкновения разрушают блоховские колебания. Поэтому при малых τ необходимы очень сильные поля ($\Omega_c\tau \gg 1$), чтобы электроны успевали достигнуть границ минизон и отражения начали играть заметную роль. Чем больше τ , тем при меньших полях возможно усиление гармоник. Рост частоты (рис. 2:б), напротив, требует большей пороговой амплитуды переменного поля.

В отсутствие статического поля этот рост почти линеен.

Заметим, что статическая ВАХ реальных СР может отличаться от вида (1) крутизной падающего участка [4] и(или) наличием второй растущей ветви на ВАХ [5]. И если увеличение крутизны в несколько раз лишь незначительно сдвигает области параметрической генерации гармоник, то ограничение области ОДП приводит к ограничению с областей неустойчивости со стороны больших напряжений. В качестве примера на рис. 3б показана зависимость потерь на генерацию гармоник (2) для СР с различными характерными вольт-амперными зависимостями, представленными на рис 3а.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (грант 11-02-97057-р_поволжье_a).

1. Вакс В.Л., А.Н.Панин, С.А.Басов, А.В.Иллук, С.И.Приползин, Д.Г.Павельев, Ю.И.Кошуринов, Известия Вузов. Радиофизика, **52**, 569 (2009).
2. Romanov Y.A., Romanova J.Y., L.G. Mouroukh. JAP. **99**, 013707 (2006).
3. Ю.А. Романов, В.П. Бовин, Л. К. Орлов. ФТП, **12**, 1665 (1978).
4. Renk K, Stahl B, Rogl A, Janzen T, Pavel'ev D, Koshurinov Yu, Ustinov V, Zhukov A PRL **95**, 126801 (2005)
5. Д.Г. Павельев, Ю.И. Кошуринов, А.С. Иванов, А.Н. Панин, В.Л. Вакс, В.И. Гавриленко, А.В. Антонов, В.М. Устинов, А.Е. Жуков. ФТП, **46**, 125 (2012).

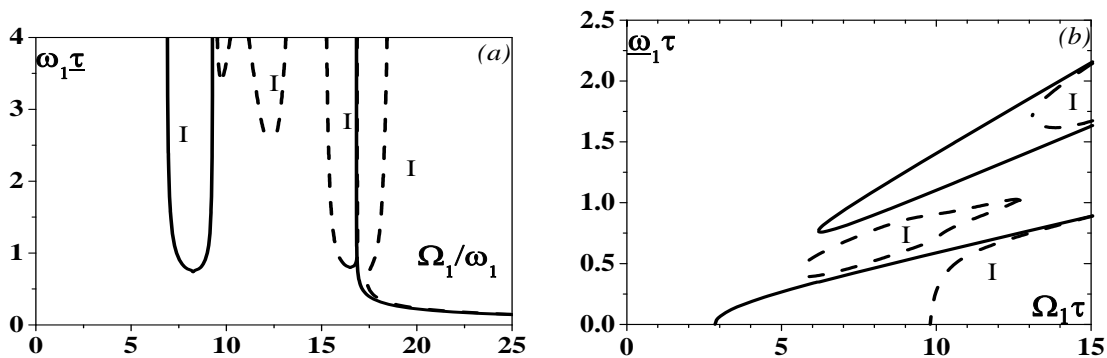


Рис.2. Изменение областей неустойчивости 5й гармоники с ростом τ (а) и ω_1 (б). Сплошные линии $\Omega_c\tau = 0$, пунктирные - $\Omega_c\tau = 1.5$. (а) ω_1 - фиксировано, (б) τ - фиксировано.

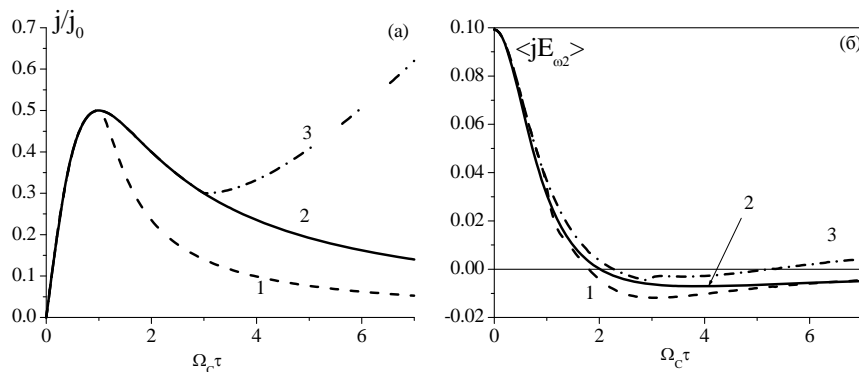


Рис.3. Модельные ВАХ (а) и рассчитанные с их помощью потери на частоте 3й гармоники. $\omega\tau \ll 1$.

Туннелирование и токовые неустойчивости в двуминизонных сверхрешетках

Ю.Ю. Романова, М.Л. Орлов, Ю.А. Романов

¹ Институт физики микроструктур РАН, Н. Новгород

jul@ipm.sci-nnov.ru

Ранее [1,2] мы аналитически показали, что сверхрешётки (СР) со сложной элементарной ячейкой и негармоническим законом дисперсии наиболее перспективны для создания источников терагерцового излучения на блоховских осцилляциях. При этом даже в отсутствие рассеяния на оптических фонах в СР с параболическим и сверхпараболическим законом дисперсии удаётся разнести области низкочастотной доменной и высокочастотной неустойчивостей. Такой закон дисперсии может быть сформирован, например, в нижней минизоне системы, содержащей несколько близкорасположенных минизон ($\varepsilon_g < 0.02$ эВ), что реализуется в СР со сложной элементарной ячейкой. Для дальнейших исследований требуется численное моделирование, учитывающее особенности реальных структур.

Настоящая работа посвящена изучению вероятности межминизонного туннелирования, статических вольт-амперных характеристик (ВАХ) и нахождению областей бездоменной высокочастотной неустойчивости в полупроводниковых СР с негармоническим законом дисперсии

Параметры СР

СР	$d_1-d_2-d_3-d_4$	$x_1-x_2-x_3-x_4$	$\Delta_{1,2}$, эВ	$\Delta_{2,3}$, эВ	$\Omega_{2,1}$, эВ	ε_g
С	9-8-11-7	0-0.35-0.05-0.35	36.0	67.5	69.7	9.7
D	16-4-18-3	0-1-0.05-1	10.1	14.9	32.3	18.7

Моделируемые объекты. Мы рассмотрели СР 2х типов, составленные из слоев $Al_xGa_{1-x}As$. Обе СР имеют сложную асимметричную элементарную ячейку, состоящую из двух ям и двух барьеров, параметры приведены в таблице, энергетические диаграммы и модули матричных элементов координаты – на рис.1,2. СР отличаются соотношением между ширинами разрешенных ($\Delta_{1,2}$) и (а) запрещенных минизон (ε_g); (б) энергией оптического фона $\hbar\omega_{op}=0.036$ эВ. С – СР с сильно связанными минизонами: $\varepsilon_g \ll \Delta_{1,2}, \overline{\Omega}_{2,1}$ туннелирование в областях сближения минизон преобладает (что видно и из зависимостей $x_{ij}(k)$ – рис.2), возможно внутриминизонное испускание оптических фононов ($\Delta_{1,2} \geq \hbar\omega_{op}$), D – СР со слабо связанными минизонами: $\varepsilon_g > \Delta_{1,2}$, электрон с малой вероятностью туннелирует по всей минизоне Бриллюэна. Испускание оптического фона сопровождается туннелированием в нижнюю минизону.

Основные соотношения. Вероятность туннелирования R^2 и Ванье-Штарковские уровни элек-

трона определялись из решения уравнения Шредингера в квазимпульсном представлении [3]. Матричные элементы оператора координаты (\mathbf{r}), определяющие межминизонные переходы, рассчитывались для реальных СР (см. таблицу) и приведены на рис. 2. $\mathbf{r} = i\delta_{ij} \frac{\partial}{\partial k} + \mathbf{x}$,

$$x_{ij}(k) = x_{ij}^*(k) = \frac{2\pi}{d} \int_0^d u_{im}^*(x) \frac{\partial u_{jm}(x)}{\partial k} dx,$$

$u_{i,j}(x)$ – периодическая в координатном пространстве амплитуда блоховской функции, нормированная

условием $\frac{2\pi}{d} \int_0^d u_{nk}^*(x) u_{n'k}(x) dx = \delta_{nn'}$, $\delta_{nn'}$ –

символ Кронекера, k – квазиволновой вектор элек-

трона, $\overline{\Omega}_{12}$ – среднее расстояние между минизонами. Учет диагональных элементов особенно важен для СР с несимметричными элементарными ячейками и приводит к асимметрии как зависимости вероятности туннелирования от поля [3], так и токовых характеристик. Расчёт токов и динамических проводимостей проводился в приближении матрицы плотности [4,5]. Основные результаты работы приведены на рис. 3-6.

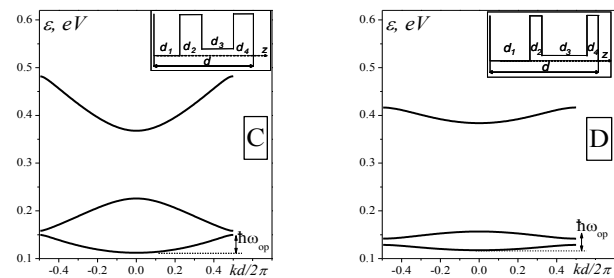


Рис.1. Закон дисперсии и зонные диаграммы (на вставках) СР С и D.

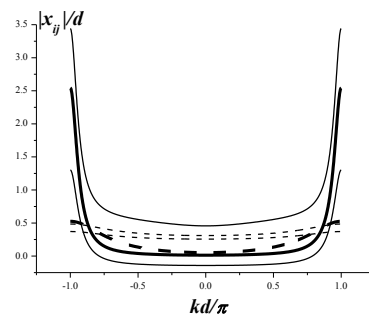


Рис.2. Зависимость модулей матричных элементов координаты от квазиволнового вектора. Сплошные линии – СР С, пунктирные – СР D. Тонкие кривые – диагональные, толстые – недиагональные компоненты.

Межминизонное туннелирование. Туннелирование в верхнюю минизону в СР с сильносвязанными минизонами (СР С) происходит в узкой области сближения минизон. В слабых полях – это переходы с полным или частичным возвратом в нижнюю минизону на том же периоде. В сильных – это происходит на следующем периоде или позже. В СР со слабосвязанными минизонами (D) антипересечения В-Ш лестниц соответствуют нули (или минимумы) в вероятности туннелирования (рис. 3), а не максимумы, как ожидалось. Это означает, что за период минизоны Бриллюэна электрон совершает целое число колебаний из одной минизоны в другую. Интересно, что электроны при этом колеблются синфазно, независимо от начальных значений k_0 (рис.4)

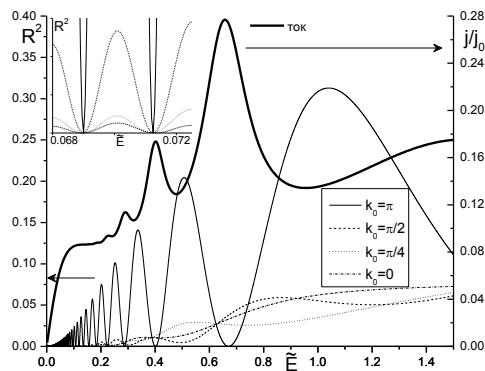


Рис. 3. Зависимость вероятности туннелирования электрона во 2ю минизону от величины поля для различных начальных значений квазиволнового вектора k_0 в структуре D.

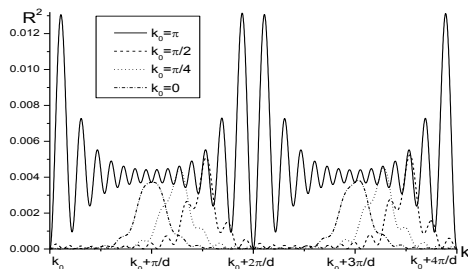


Рис. 4. Временные эволюции вероятности нахождения электрона во второй минизоне при его движении из начального состояния k_0 первой минизоны в поле $\tilde{E}_1 = 0.08$. $R^2(\tilde{E}_1) = 0$. СР D.

Вольт-амперные характеристики приведены на рис. 5. Учет 2-й минизоны в обоих СР увеличивает ток и сдвигает область статической ОДП к большим полям. Как и в вероятностях туннелирования, для СР с сильносвязанными минизонами (С) пики слабо выражены. Первый пик, определяемый внутрizonным рассеянием ($E \sim \hbar/ed\tau$), сглажен или вовсе отсутствует, сливаясь с межминизонными пиками. Сильное рассеяние на оптических фононах препятствует отражению электронов от границ минизон, и ВАХ выходит на насыщение. Т.о. в СР сильным межминизонным рассеянием определение

времени τ по пику на ВАХ затруднительно и может давать заниженное значение.

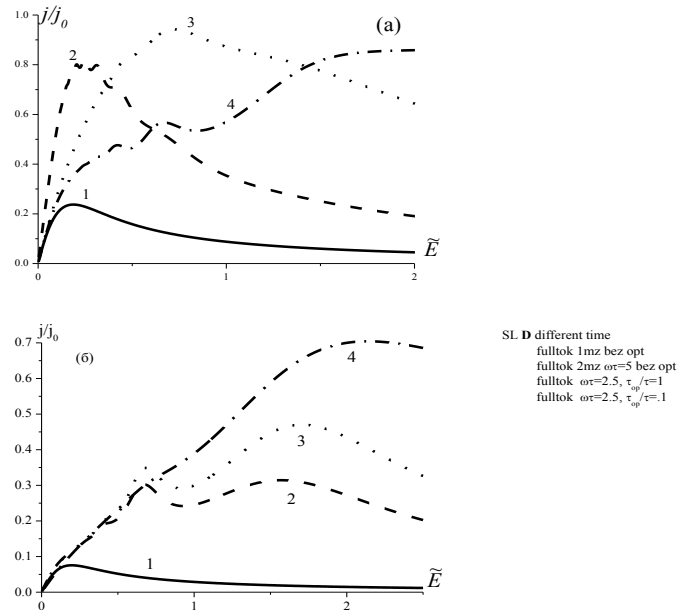


Рис. 5. ВАХ СР С(а) и D(б). (1) – одноминизонное приближение, (2) – двуминизонное приближение, но без учёта рассеяния на оптических фононах; (3) - $\tau_{op}/\tau = 1$; (4) - $\tau_{op}/\tau = .1$.

Высокочастотные проводимости рассчитывались без рассмотрения оптических фононов (рис.6). Области НЧ неустойчивости чередуются с областями высокочастотной. Смена знака проводимости происходит вблизи $\omega/\Omega_{21} = n/2$, n – целое число.

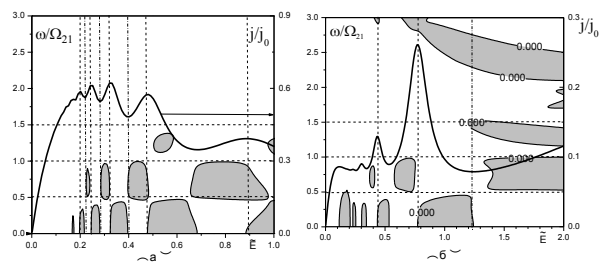


Рис. 6. Области динамической неустойчивости ($\sigma_\omega < 0$) СР С(а) и D(б). Для сравнения приведены ВАХ с областями низкочастотной ОДП.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (грант 11-02-97057-р_поволжье_a) и программы президиума РАН.

1. Романов Ю.А., Романова Ю.Ю. ФТТ **46**, 162 (2004)
2. Y.A. Romanov, J.Y. Romanova. International Journal of Nanoscience **3**, 177 (2004).
3. J.Yu. Romanova, E.V. Demidov, L. G. Mourokh, Yu.A. Romanov. J. Phys.: Cond. Mat. **23**, 305801 (2011.).
4. Л.К. Орлов, Ю.А. Романов. ФТП **19**, 1877 (1985).
5. Л.К. Орлов, Ю.А. Романов. Изв. ВУЗ. Радиофизика **32**, 282 (1989)

Релаксация примесной фотопроводимости в кремнии, легированном бором, в сильных электрических полях

В.В. Румянцев, С.В. Морозов, Д.В. Козлов, К.Е. Кудрявцев,
А.В. Антонов, В.И. Гавриленко

Институт физики микроструктур РАН, Н. Новгород

rumyantsev@ipmras.ru

Введение

Задача исследования темпов примесно-зонных переходов в электрическом поле остается актуальной и по сей день как для изучения фундаментальных свойств полупроводников, так и для создания приемников излучения дальнего ИК диапазона, а также для реализации инверсии населенностей с участием состояний мелких примесей, необходимой для обеспечения лазерной генерации. Детальные исследования процессов релаксации примесной фотопроводимости (ФП) позволяют получить информацию о временах жизни носителей в зоне, а также исследовать влияние разогрева носителей на процессы внутризонной и примесной релаксации при приложении электрического поля.

В данной работе проведен цикл исследований по изучению релаксации примесной ФП в объемном кремнии, легированном бором (энергия ионизации основного состояния 45,7 мэВ), с концентрацией мелких акцепторов $N_A = 8 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$ в зависимости от постоянного электрического поля от 10 - 500 В/см. В отличие от большинства проведенных ранее исследований в работе использовался прямой метод измерения времени релаксации ФП при внутризонном импульсном фотовозбуждении, что позволяет детально исследовать кинетику релаксации сигнала примесного фотоотклика и изучить особенности поведения сигнала при перестройке частоты возбуждающего излучения.

Методика эксперимента

Для получения узкополосного возбуждающего излучения использовался лазерный комплекс «Solar КТР ОРО», представляющий собой параметрический генератор света. Использование двух пучков с выхода параметрического генератора позволяло с помощью генерации излучения на разностной частоте получить перестраиваемое в диапазоне от 588 – 909 см^{-1} излучение. Измерения проводились при температуре жидкого гелия. Сигнал ФП, регистрируемый на цифровом осциллографе «Le Croy» с верхней граничной частотой 1 ГГц выводился из криостата с помощью 50-омного кабеля и усиливался усилителем с 50-омными входным и выходным сопротивлением с полосой пропускания 400 МГц. Временное разрешение определялось длительностью импульсов возбуждающего излучения, которая составляла ~ 7 нс.

Результаты и обсуждение

На рис. 1 изображен участок спектра ФП кремния, легированного бором, в пределах которого производились исследования. На рис. 2 представлены зависимости времени релаксации ФП от электрического поля для различных частот возбуждающего излучения. На вставке приведены типичные осциллограммы фотоотклика. Качественно зависимость времени релаксации носителей от электрического поля одинакова для всех частот возбуждающего излучения (рис. 2). На начальном участке зависимости время растет с увеличением поля, достигает максимума в полях около 80 В/см, а затем монотонно убывает.

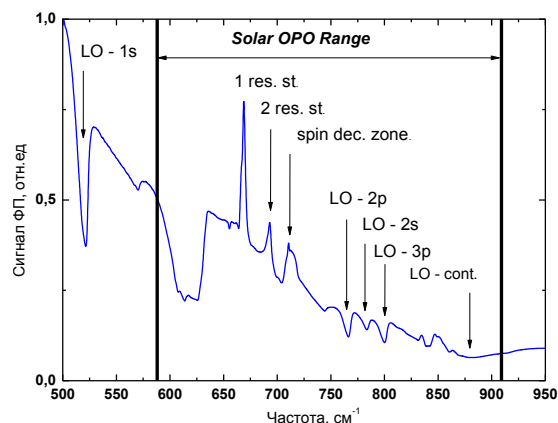


Рис. 1. Участок спектра ФП образца Si:B, полученный с помощью спектрометра Bruker Vertex 80v (спектральное разрешение 1 см^{-1} , приложенное поле 10 В/см). Отмечены основные особенности и диапазон перестройки возбуждающего излучения при исследовании кинетики релаксации ФП.

Рост времени релаксации на начальном участке зависимости от электрического поля в Si:B был обнаружен еще в работе [1] и интерпретирован в работе [2] в рамках модели каскадного захвата носителей на примесный центр с испусканием акустических фононов. Подобное поведение времени релаксации ФП нами было обнаружено и в объемном p-Ge [3, 4], а также в гетероструктурах Ge/GeSi [4]. В работе [2] увеличение времени релаксации фотопроводимости связывалось с разогревом носителей в электрическом поле, а также с разрушением верхних возбужденных примесных состояний вследствие асимметричного «наклона» примесного потенциала при приложении поля.

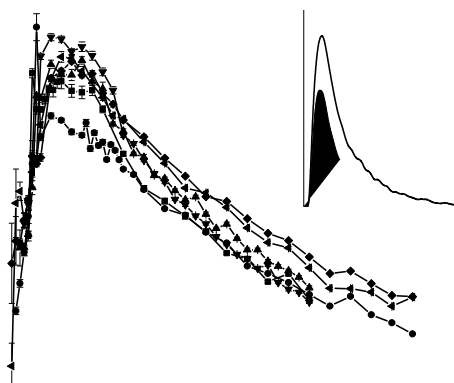


Рис. 2. Зависимость времени релаксации примесной ФП образца Si:B от приложенного электрического поля для различных частот возбуждающего излучения.

Последующее уменьшение времени релаксации мы связываем с добавлением к процессу релаксации на основе каскадного захвата механизма релаксации с испусканием оптического фонона. С ростом поля число носителей, достигающих энергии, достаточной для испускания оптического фонона, увеличивается, и происходит «перекачка» данных носителей на дно зоны, после чего их релаксация продолжается по механизму каскадного захвата. В греющих полях испускание оптического фонона обеспечивает гораздо более быстрое остывание носителя, чем каскадная релаксация с участием акустических фононов, что приводит в итоге к уменьшению времени жизни дырки в зоне.

На рис. 2 видно, что времена релаксации вблизи максимума зависимости времени от поля заметно меньше для частоты возбуждающего излучения, соответствующей переходу в резонансное состояние (669 см^{-1}). Это может быть связано с переходом носителей в спин-отщепленную зону, разогрев носителей в которой происходит быстрее по сравнению с зоной тяжелых дырок из-за меньшей эффективной массы и более слабого рассеяния на акустических фононах. В результате разогрева носители быстрее достигают энергий, достаточных для испускания оптического фонона и темп релаксации увеличивается.

Для оценки числа носителей, разогревающихся в электрическом поле до энергии оптического фонона, был выполнен расчет функции распределения дырок путем решения уравнения Больцмана с интегралом столкновений, включающим только рассеяние на акустических фононах. В качестве начального условия было выбрано равномерное распределение носителей по сфере в p – пространстве, радиус которой отвечает энергии дырок около 30 мэВ, что соответствует возбуждению носителей с основного состояния акцептора излучением с энергией кванта 75 мэВ (длина волны 16,5 мкм). Рассчитывалась установившаяся сред-

няя энергия частиц для нескольких значений поля. Оказалось, что в поле 50 В/см энергии оптического фонона достигает около 5% частиц, тогда как в полях 75 В/см и 100 В/см до «фононной крыши» разогревается 11 и 20 % частиц соответственно. Таким образом, при напряженности электрического поля 75 В/см можно ожидать существенного влияния оптического фонона на темпы релаксации носителей.

Влияние оптического фонона на времена релаксации носителей было отмечено в работе [5], где на спектрах фотопроводимости были обнаружены осцилляции с периодом, равным энергии оптического фонона, которые практически исчезали при разогреве электрическим полем. Первый из таких минимумов соответствует «фононной крыше» в валентной зоне, т.е. точке спектра с энергией носителя 64 мэВ (LO-cont на рис.1). В соответствии с этим при фотовозбуждении носителей с энергией близкой к сумме энергии ионизации и энергии оптического фонона в зависимости времени релаксации от длины волны фотовозбуждения наблюдается провал на частоте, соответствующей «фононной крыше» (рис. 3).

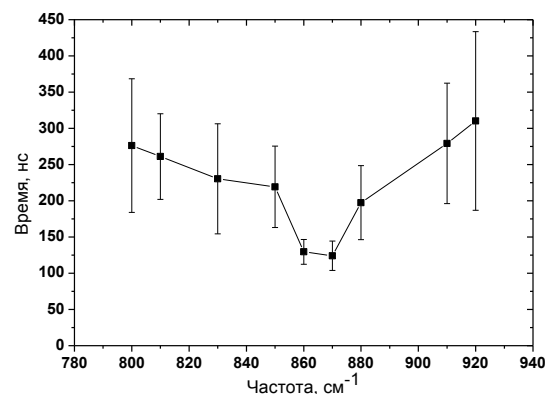


Рис. 3. Эффект уменьшения времени релаксации на частотах, соответствующей «фононной крыше».

Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант 10-02-00966-а), РАН и Минобрнауки (ГК от 12.05.2011 № 16.518.11.7018, ГК П805 от 24.05.2010).

1. Э.Э. Годик, Ю.А. Курицын, В.П. Синис, ФТП, т. 12, с. 351 (1978).
2. В.Н. Абакумов, П.М. Крещук, И.Н. Яссиевич, ФТП, т.12, с. 264 (1978).
3. Морозов С.В., Маремьянин К.В., Ерофеева И.В., и др. ФТП, т. 44, выпуск 11, с. 1523 (2010).
4. S.V. Morozov, K.V. Marem'yanin, A.V. Antonov, et al // Proc. 18th Int. Symp. "Nanostructures: Physics and Technology", St.Petersburg, Russia, June 21–26, p. 75 (2010).
5. В.Ф. Банная, Е.М. Гершензон, Ю.Н. Ладъжинский, Т.Г. Фукс, ФТП, т.7, №6, с. 1092 (1973).

Спектрокинетические исследования терагерцовой фотопроводимости в объемных структурах $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ ($x < 0.2$)

В.В. Румянцев¹, С.В. Морозов¹, К.Е. Кудрявцев¹, А.В. Антонов¹, В.И. Гавриленко¹,
С.А. Дворецкий², Н.Н. Михайлов²

¹Институт физики микроструктур РАН, Н. Новгород

²Институт физики полупроводников им. А.В.Ржанова СО РАН, Новосибирск

rumyantsev@ipmras.ru

Введение

В настоящее время широкое распространение получили фотоэлектрические приемники среднего ИК диапазона на основе твердых растворов $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ [1]. Однако продвижение таких приемников в ТГц диапазон сталкивается с проблемой флуктуации состава твердого раствора, приводящими к размытию краев зон и их перекрытию. Появившиеся относительно недавно высокотехнологичные методы роста позволили существенно улучшить качество структур. Так, молекулярно-лучевая эпитаксия (МЛЭ) позволяет проводить контролируемое выращивание эпитаксиальных структур $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ с высокой однородностью и точностью состава и толщины с *in situ* эллипсометрическим контролем [2]. В данной работе исследованы спектры и кинетика фотопроводимости (ФП) ряда объемных узкозонных образцов $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ ($0,165 \leq x \leq 0,195$), выращенных методами МЛЭ и газотранспортной эпитаксии.

Методика эксперимента

Исследуемые образцы выращивались на полупроводящих подложках GaAs. Активная часть структур растилась на релаксированном буферном слое CdTe. Параметры образцов приведены в таблице. Образец 101007 был дополнительно легирован индием с концентрацией 10^{14} см^{-3} . Спектры ФП получены с помощью фурье-спектрометра Bruker Vertex 80v со спектральным разрешением 4 см^{-1} . Исследования релаксации ФП проводились при межзонном фотовозбуждении с использованием импульсных источников излучения: генератора на разностной частоте фирмы СОЛАР в диапазоне длин волн 11-17 мкм с длительностью импульса 7 нс и импульсного источника широкополосного терагерцового излучения (длительность импульса 1.5 пс), возникающего за счет оптической ректификации фемтосекундного лазерного импульса в нелинейном кристалле ZnTe. Большинство измерений проводилось при $T = 4.2 \text{ К}$. Сигнал ФП выводился из криостата по 50-омному кабелю, усиливался усилителем с 50-ными входным и выходным сопротивлением с полосой пропускания 400 МГц и регистрировался на цифровом осциллографе «Le Croy» с верхней граничной частотой 1 ГГц.

Результаты и обсуждение

На рис.1 представлены спектры ФП четырех наиболее узкозонных образцов, выращенных двумя методами: 1011007, 110429 - методом МЛЭ; 450-1b, 445-2 – методом газотранспортной эпитаксии. Во всех спектрах видна широкая полоса ТГц ФП с особенностями в виде максимумов в районе $140\text{-}180 \text{ см}^{-1}$ ($4.2\text{-}5.4 \text{ ТГц}$) и $260\text{-}300 \text{ см}^{-1}$

№ образца	x	d, мкм	метод роста	ориентация подложки
101007	0,165	5	МБЕ	(013)
110429	0,170	4	МБЕ	(013)
110330	0,192	6	МБЕ	(013)
445/2	0,195	4,8	CVD	(001)
450/16	0,185	10,4	CVD	(111)

($7.8\text{-}9 \text{ ТГц}$). Как видно из сопоставления рисунков, длинноволновые особенности в спектрах ФП схожи для образцов, выращенных с помощью двух различных эпитаксиальных технологий. Во всех

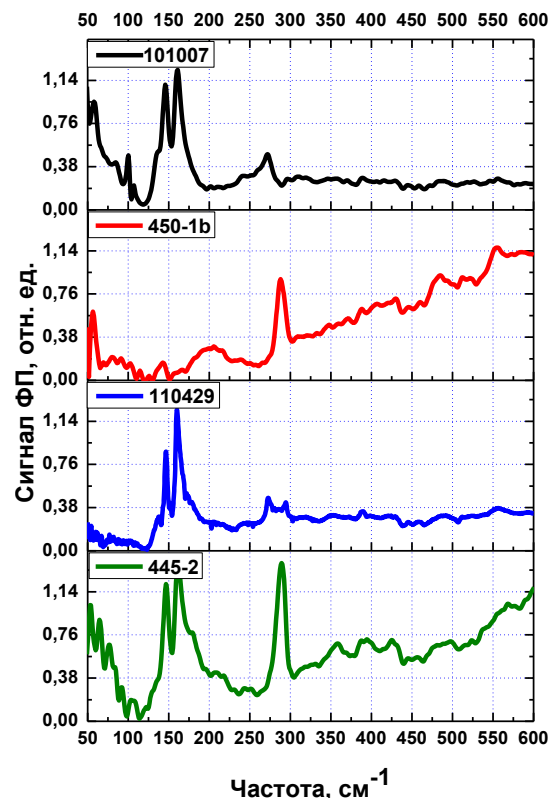


Рис. 1. Спектры фотопроводимости наиболее узкозонных образцов при $T = 4.2 \text{ К}$.

спектрах наблюдаются провалы на частотах 120 см^{-1} и 150 см^{-1} , связанные с поглощением излучения HgTe-подобными и CdTe-подобными поперечными оптическими фононами. Также заметен небольшой провал в районе 300 см^{-1} , связанный, по-видимому, с областью остаточных лучей в GaAs. Для более широкозонного образца 110330 «красная» граница фотопроводимости находится на частоте 300 см^{-1} и в спектре не наблюдается никаких резких особенностей – рис.2.

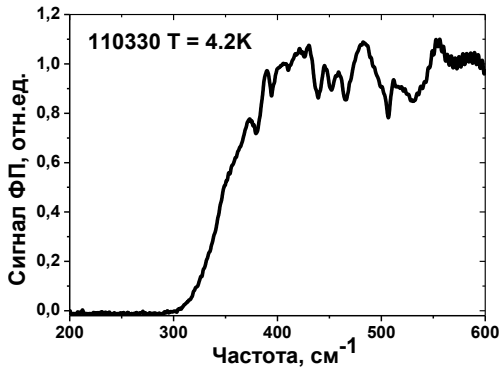


Рис. 2. Спектр фотопроводимости образца 110330.

С целью выявления природы максимумов сигнала в районе 160 см^{-1} и 275 см^{-1} были проведены измерения спектров ФП в поперечном магнитном поле (рис. 3).

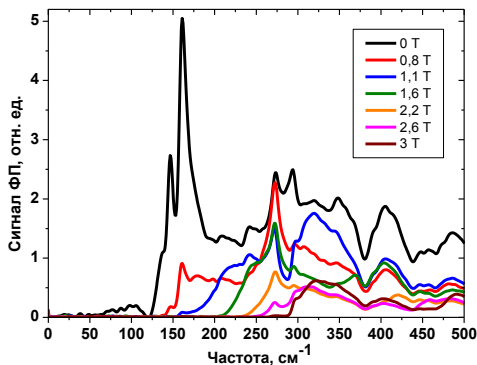


Рис. 3. Спектр фотопроводимости образца КРТ 110429 в магнитном поле.

Как видно из рис. 3 увеличение магнитного поля сдвигает «красную» границу ФП в область высоких частот, «отрезая» при этом все низкочастотные особенности. Такую трансформацию спектров ФП в магнитном поле можно объяснить, связав широкую полосу ФП с оптическими переходами из валентной зоны в зону проводимости, а вышеупомянутые длинноволновые спектральные особенности – с переходами из валентной зоны на возбужденное (160 см^{-1}) и основное (270 см^{-1}) состояние остаточных акцепторов в $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$. Как отмечалось в обзоре [3], энергии связи акцепторов в узкозонных твердых растворах $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ могут варьироваться от единиц до 30-50 мэВ в зависи-

мости от природы центров. Магнитное поле «раздвигает» запрещенную зону за счет квантования Ландау электронов, эффективные массы которых много меньше масс тяжелых дырок (на спектр которых сравнительно небольшое магнитное поле до 3 Тл практически не влияет). Поскольку акцепторные уровни «привязаны» к краю валентной зоны и их энергии от малых магнитных полей не зависят, с ростом поля эти состояния могут выйти из зоны проводимости и оказаться в запрещенной зоне. При этом оптические переходы на эти состояния уже не будут давать вклад в ФП, как только эти уровни отойдут от дна зоны проводимости на достаточное расстояние, делающее невозможным термический заброс с них в зону проводимости.

Схожее поведение наблюдалась при измерении сигнала фотопроводимости при температуре жидкого азота. Известно, что в данном диапазоне составов ($x < 0.2$) твердый раствор $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ обладает аномальной зависимостью ширины запрещенной зоны от температуры. При $T = 77 \text{ K}$ в образце 110330 «красная» граница межзонной ФП смещалась с 300 см^{-1} до 530 см^{-1} , а в образце 110429 – с 60 см^{-1} до 300 см^{-1} , при этом исчезали все низкочастотные особенности в спектре ФП.

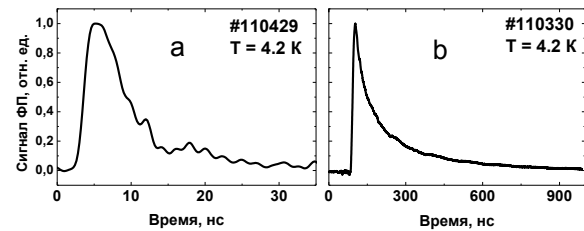


Рис. 4. Осциллограммы сигналов ФП образцов 110429 и 110330.

Исследования кинетики релаксации ФП показали, что для узкозонных образцов характерные времена спада неравновесной проводимости составляют от 2 до 10 нс (см. рис.4а). В более широкозонном образце №110330 релаксация сигнала происходила с большей постоянной времени $\sim 200 \text{ нс}$ (рис.4б). Такое увеличение времени релаксации естественно связать с увеличением времени межзонной (в первую очередь безлучательной) рекомбинации за счет увеличения ширины запрещенной зоны.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант 12-02-00932), РАН и Минобрнауки (ГК 12.05.2011 № 16.518.11.7018). Авторы признательны А.П. Коткову за предоставление образцов, выращенных методом газотранспортной эпитаксии.

1. Kinch M.A. // J. Electron. Mater. **29**, 809 (2000).
2. Dvoretzky S., Mikhailov N., Sidorov Yu. et al. // J. Electron. Mater. **39**, 918 (2010).
3. Littler C.L., D Seiler G., Loloee M.R. // J. Vac. Sci. Technol. A **8**, 1133 (1990).

Мощные суперлюминесцентные диоды ($\lambda=670$ нм) на основе квантоворазмерных гетероструктур InGaP/AlGaInP/GaAs

Ю.Л. Рябоштан¹, П.В. Горлачук¹, А.А. Мармалюк¹,
А.А. Лобинцов², С.Н. Ильченко², С.Д. Якубович²

¹ООО "Сигм Плюс", Москва

²ООО «Суперлюминесцентные диоды», Москва

Yu.Ryaboshtan@splus.ru

Полупроводниковые инжекционные лазеры, излучающие в диапазоне длин волн 620-670 нм, в настоящее время получили широкое распространение в различных оптико-электронных устройствах. Гораздо меньше распространены суперлюминесцентные диоды (СЛД) на этот же спектральный диапазон, хотя и являются оптимальными источниками излучения для ряда практических применений [1]. К таким относятся: волоконно-оптические датчики различных типов, включая гироскопы; специализированные оптические линии связи с повышенными требованиями к амплитудным шумам передатчиков; интерферометры «белого света»; оптические рефлектометры и оптические томографы сверхвысокого разрешения. Главным требованием к таким источникам излучения является – совмещение высокой яркости и широкого спектра (низкой когерентности). Указанные приборы изготавливаются на основе гетероструктур GaInP/AlGaInP/AlInP/GaAs с одиночными и множественными квантовыми ямами, выращиваемые методом МОС-гидридной эпитаксии. Важно отметить что СЛД работают при более высокой концентрации неравновесных носителей и фотонов в резонаторе по сравнению с инжекционными лазерами [2,3]. По этой причине эффективность их работы во многом определяется качеством формирования квантовых ям в активной области указанных гетероструктур. В связи с этим актуальным является исследование фотолюминесцентных характеристик активной области, как интегрального показателя качества выращиваемых гетероструктур.

В работе изучалось влияние таких параметров эпитаксиального процесса, как температура,

давление, особенности переключения газовых потоков на качество, как объемных эпитаксиальных слоев, так и квантоворазмерных гетероструктур.

Гетероструктуры на основе GaInP/AlGaInP/GaAs выращивались на установке МОС-гидридной эпитаксии «PRO-1» с горизонтальным кварцевым реактором щелевого типа и вращающимся графитовым подложкодержателем емкостью 3x2". Температура роста составляла 700-750°C, давление в реакторе поддерживалось на уровне 40-60 мм. рт. ст. В качестве источников элементов третьей группы использовались триэтилгаллий, триметилалюминий и триметилиндий. Источниками элементов пятой группы были 100%-ые фосфин и арсин. В качестве лигатуры п-типа использовалась смесь моносилана с водородом, р-типа — диэтилцинк и бисциклопентаденилмагния. Рост осуществлялся на подложках n-GaAs (100). Схематическая зонная диаграмма приборной гетероструктуры показана на рис. 1.

Фотолюминесцентные измерения проводились на установке RPM SIGMA при комнатной температуре. Для возбуждения люминесценции использовались твердотельный лазер с удвоением частоты на длину волны излучения 532 нм и твердотельный лазер на четвертой гармонике с генерацией 266 нм. Параметр решетки объемных твердых растворов (InGaP, AlGaInP) контролировался на двухкристальном рентгеновском дифрактометре Vektor. Рассогласование параметров решетки подложки и твердых растворов поддерживалось в диапазоне ± 500 ppm.

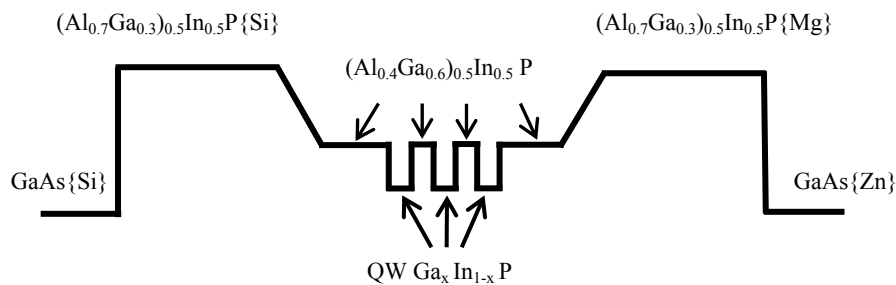


Рис.1 Схематическая зонная диаграмма гетероструктуры $Al_xGa_yIn_{1-x-y}P/GaAs$

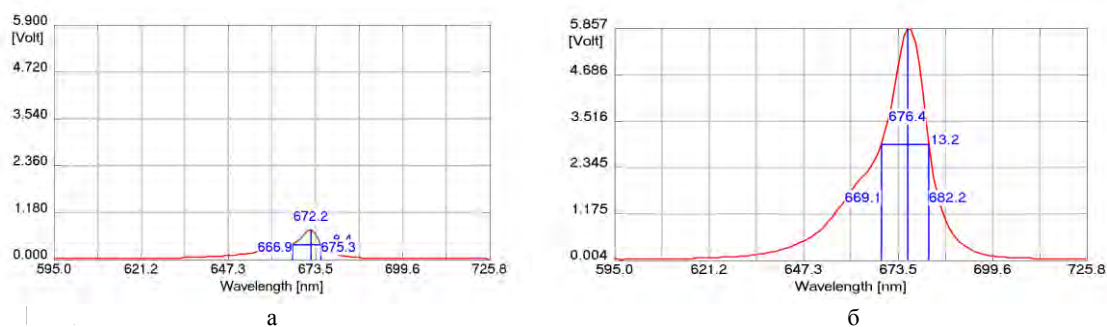


Рис.2. Спектр фотолюминесценции КЯ до оптимизации ростовых условий (а) и после (б)

В процессе оптимизации параметров роста гетероструктур удалось увеличить интенсивность фотолюминесценции квантовых ям (КЯ) более чем в 7 раз (рис. 2), однако при этом несколько уширился люминесцентный пик. Основываясь на достигнутых результатах, были созданы гетероструктуры, из которых впоследствии изготовили СЛД.

Исследованные образцы СЛД имели традиционную конфигурацию. Активный канал представлял собой прямой гребневидный световод шириной 4 мкм и длиной 1100 мкм. Его ось составляла угол 7° по отношению к нормали к торцевым граням кристалла, на которые были нанесены диэлектрические антиотражающие покрытия. Измерения выходных характеристик производились в непрерывном режиме инжекции при комнатной температуре.

На прилагаемых рисунках представлены типичные Ватт-Амперная характеристика (рис.3) и Вольт-Амперная характеристика (рис. 4). В рабочей точке коэффициент ввода излучения в одномодовый волоконный световод (ОВС) составлял около 65%.

Хронограмма, представленная на рис. 5, отражает результаты предварительных ресурсных испытаний исследованных образцов СЛД в указанной рабочей точке. Катастрофическая деградация СЛД наблюдалась при выходной мощности около 30 мВт. Таким образом, продемонстрирована возможность реализации надежных СЛД-модулей с $\lambda=670$ нм с выводом излучения через ОВС с выходной мощностью более 10 мВт. Отметим, что выходная мощность подобных модулей, представленных на рынке оптоэлектроники, не превышает 5 мВт.

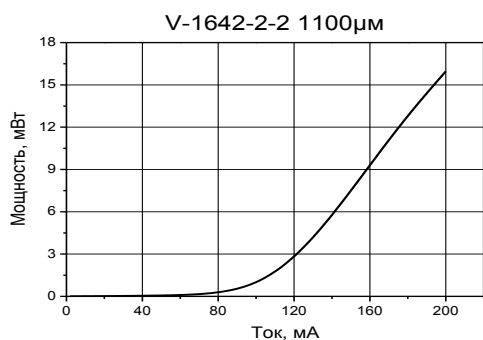


Рис.3. Ватт-амперная характеристика типичного СЛД

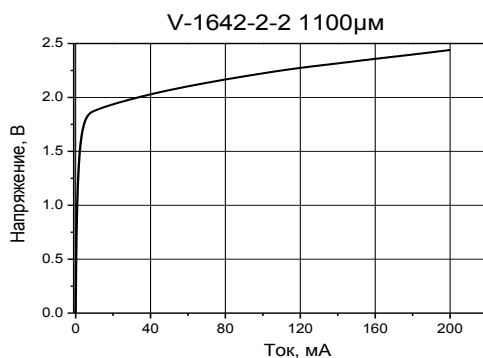


Рис.4. Вольт-амперная характеристика типичного СЛД

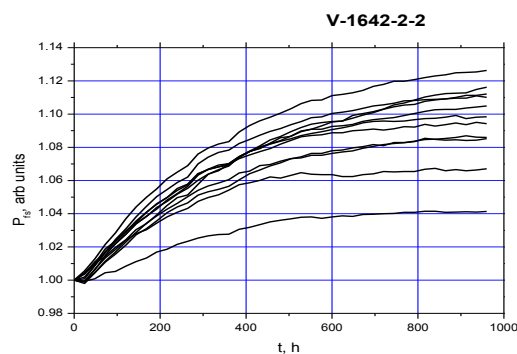


Рис.5. Хронограмма ресурсных испытаний партии СЛД

1. Батоврин, В.К. Суперлюминесцентные диоды на основе однослойных квантоворазмерных (GaAl)As-гетероструктур / И.А. Гармаш, В.М. Геликонов, Г.В. Геликонов и др. // Квантовая электроника. 1996. Т.23, №2, с.113-118.

2. Лобинцов, П.А. Мощные суперлюминесцентные диоды с неинжектируемыми выходными секциями / Д.С. Мамедов, В.В. Прохоров, А.Т. Семенов, С.Д. Якубович // Квант. электроника, 2004, 34 (3), 209–212.

3. Андреева, Е.В. Изменение выходных характеристик широкополосных суперлюминесцентных диодов в ходе продолжительной работы / С.Н. Ильченко, Ю.О. Костин, П.И. Лапин, Д.С. Мамедов, С.Д. Якубович // Квантовая электроника, 2011, 41 (7), 595–601.

Оптическая диагностика гетероструктур резонансно-туннельных диодов в процессе выращивания

И.П. Казаков, М.А. Базалевский, В.В. Капаев, С.А. Савинов, В.И. Цехош

Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН

ipkazakov@yandex.ru

Электрофизические характеристики туннельных гетероструктур (ГС), в частности резонансно-туннельных диодов (РТД), чрезвычайно чувствительны к толщине слоёв активной области и к качеству гетерограниц [1]. Воспроизводимость процесса выращивания может быть существенно повышена при непрерывном контроле поверхности ГС. Наличие данных, получаемых *in situ*, может существенно сократить время на отладку технологического процесса, т.к. появляется возможность последовательно выращивать пробные ГС на одной и той же подложке оптимизируя условия роста.

Методы для контроля ГС РТД должны быть невосдействующими, обеспечивать информацию о структуре поверхности и измерение толщины слоёв с разрешением около одного монослоя (м.с.). В настоящей работе приводятся результаты исследований по применению метода анизотропного отражения (АО) для контроля процесса выращивания ГС РТД. В отличие от эллипсометрии, метод АО позволяет контролировать структуру поверхности и внутренних гетерограниц (ГГ) у кристаллов кубической симметрии и имеет более простую техническую реализацию на ростовых установках благодаря нормальному углу падения луча зондирующего света на исследуемую поверхность.

Исследования проводились на ГС GaAs/AlAs двухбарьерных РТД, выращиваемых методом молекулярно-пучковой эпитаксии [2]. Для оценки необходимой точности выращивания было выполнено численное моделирование вольт-амперных характеристик (ВАХ) РТД на основе решения одноэлектронного уравнения Шрёдингера [3]. Ставилась задача определения изменения плотности тока в пике ВАХ и соответствующего пика напряжения при изменении ширины различных слоёв РТД на 1 м.с.. На рис. 1 видно, что, например, увеличение эмиттерного барьера на 1 м.с. приводит к уменьшению тока в пике почти в три раза (кривые 1 и 3). Таким образом, необходимая точность выращивания слоёв активной области РТД должна быть не менее 1 м.с..

В процессе выращивания от поверхности ГС регистрировался сигнал АО, представляющий собой относительную разность $\Delta r/\Gamma$ сигналов отражения $\Gamma_{[-110]}$ и $\Gamma_{[110]}$ с линейной поляризацией в двух направлениях кристаллической решётки $[-110]$ и $[110]$, соответственно:

$$\Delta r/\Gamma = 2(\Gamma_{[-110]} - \Gamma_{[110]}) / (\Gamma_{[-110]} + \Gamma_{[110]}) \quad (1)$$

На постоянной длине волны $\lambda = 500$ нм записывались временные зависимости сигналов отражения r и АО.

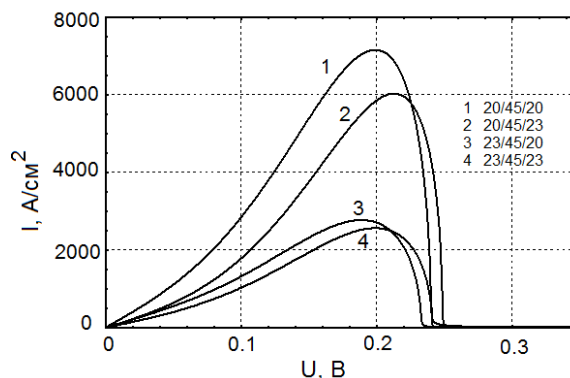


Рис. 1. Результаты расчёта ВАХ РТД с шириной ямы $w = 45$ Å для различных случаев вариации толщины барьерных слоёв (Å): 1 – 20/20; 2 – 20/23; 3 – 23/20; 4 – 23/23.

На рис. 2 видно, что ГГ между слоями GaAs и AlAs хорошо различимы на кривой временной зависимости величины r .

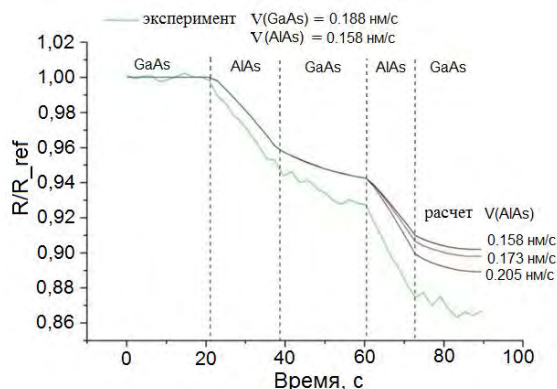


Рис. 2. Сигнал отражения ($\lambda = 500$ нм) в процессе выращивания активной области ГС РТД № 415 (нижняя кривая) и результаты компьютерного моделирования (семейство верхних кривых, сдвинуты для ясности вправо).

Наклон отрезков графиков, соответствующих различным слоям РТД, даёт информацию о скорости их роста. Видно, что наклон участка кривой второго барьера AlAs больше, чем первого. На рис. 2 представлено семейство кривых отражения, рассчитанных для данных условий роста с помо-

щью программы Analiz-R (фирма LayTec), где скорость роста первого барьера задавалась по калибровочным данным, полученным из измерений слоёв AlAs толщиной 300 нм, и составляла 0.158 нм/с, а скорость роста второго барьера варьировалась в сторону увеличения. Сравнение экспериментальных и расчётных данных показало, что скорость роста второго барьера составляла около 0.2 нм/с, т.е. увеличилась на 27 %. Это изменение скорости роста мы связываем с переходным процессом в работе источника Al, возникающим в результате открывания заклонки при выращивании первого барьера AlAs.

Резкость ГГ можно оценить по временной записи сигнала АО (рис. 3). На кривой в области ГГ

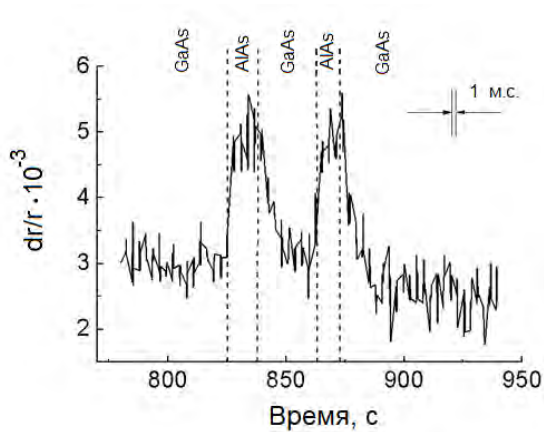


Рис. 3. Сигнал АО ($\lambda = 500$ нм) в процессе выращивания активной области РТД.

наблюдаются скачки, которые вызваны изменением величины анизотропии при смене элемента третьей группы в составе слоёв: Ga \rightarrow Al \rightarrow Ga, т.е. при переходах ...GaAs-AlAs-GaAs... . Скачок сигнала АО на прямых ГГ GaAs/AlAs происходил на толщине, равной 1-2 м.с., что укладывается в представление об атомарно-гладкой поверхности раздела. Спад сигнала АО на обратных ГГ AlAs/GaAs гораздо более пологий, что не удаётся объяснить только увеличением их шероховатости. Возможные причины такого поведения кривых в следующем: во-первых, в процессе роста слоя GaAs на поверхности барьерного слоя AlAs возникает так называемая поверхностная квантовая яма (КЯ) [4], заключенная между барьером AlAs и границей раздела «поверхность – вакуум». В поверхностной КЯ строение границ раздела не симметрично друг относительно друга, т.к. электронные состояния в КЯ на ГГ AlAs/GaAs, модифицируются под воздействием пространственного ограничения, которое уменьшается по мере увеличения толщины слоя GaAs в процессе роста, что мы и видим на рис. 3.

Во-вторых, как показано в работе [5] состояния в поверхностной КЯ могут модифицироваться под воздействием деформации, возникающей в ре-

зультате реконструкции поверхности, что также может давать вклад в анизотропию. В более тонких поверхностных КЯ эта модификация проявляется сильнее, т.к. влияние поверхности больше. С увеличением толщины КЯ эффект ослабевает. Такое изменение анизотропии в процессе роста слоёв GaAs на AlAs как раз и может происходить.

Спектры АО измерялись на слоях GaAs без остановки процесса выращивания, непосредственно до и после формирования активной области РТД (КЯ GaAs, ограниченная барьерами AlAs). На разностном спектре (рис. 4), полученном вычитанием второго спектра из первого видны особенности (1,65 э.В.), которые можно трактовать, как результат появления активной области.

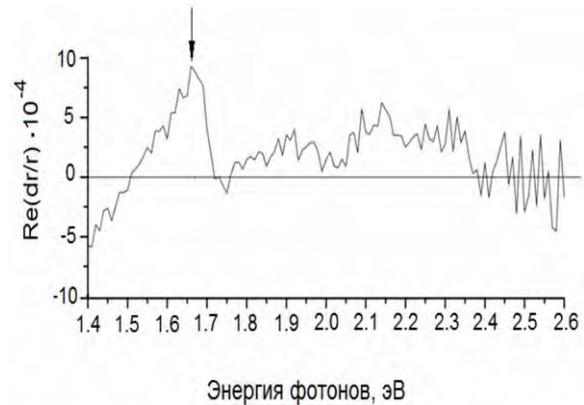


Рис. 4. Разностный спектр АО, полученный процессе выращивания РТД при $T = 600$ °С. Стрелкой отмечена особенность, возникшая в результате появления активной области РТД.

Согласно [6], где подобные эксперименты проводились на образцах с КЯ, ограниченными туннельно-непрозрачными барьерами, в статических условиях при комнатной температуре, энергетическое положение этой особенности зависит от величины квантового ограничения, а амплитуда характеризует качество ГГ.

Работа выполнена при частичной поддержке РФФИ (гранты № 11-02-00432-а, 11-02-12133-офи-м).

1. F.G. Celii et al., J. Vac. Sci. Technol. A 13(3), 733 (1995).
2. И.П. Казаков, Е.В. Глазырин, С.А., Савинов, В.И. Цехош, С.С. Шмелёв, ФТП 44(11) 1489 (2010).
3. Tsu R., Esaki L., Appl. Phys. Lett. 22(11) 562 (1973).
4. Lastras-Martínez L.F., Ronnow D., Santos P.V., Cardona M., Eberl K., Phys.Rev. B. 64 245303 (2001).
5. Lastras-Martínez L.F., Santos P.V., Ronnow D., Cardona M., Specht P., Eberl K., Phys.stat. sol. (a) 170 317 (1998)
6. Xiaoling Ye, Chen Y., Bo Xu, Zeng Y.P., Wang Z.G., Journal of Applied Physics 27 297 (2004).

Исследование нелинейных свойств и эффектов воздействия высокочастотного поля гигагерцового и субтерагерцового диапазона на статические характеристики одно- и двухъямных резонансно-туннельных GaAs/AlAs наноструктур

С.А. Савинов, И.П. Казаков, В.В. Капаев, А.Л. Карузский, О.А. Клименко,
Ю.А. Митягин, А.В. Пересторонин, В.Н. Мурзин

Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН

s.a.savinov@mail.ru

Разработка физических принципов усиления, генерации и преобразования электромагнитных волн субтерагерцового и терагерцового диапазона является одной из проблем, определяющей возможности продвижения современной твердотельной электроники в сторону высоких частот и сверхвысокого быстродействия. Особый интерес в этом отношении представляют исследования квантовых эффектов, типа резонансного туннелирования, характеризующегося чрезвычайно малыми временами переходных электронных процессов (менее 1 пс), сопоставимыми с быстродействием сверхпроводящих приборов [1]. Информацию об этих свойствах можно получить из генерационных исследований [2] и исследований токовых характеристик и процессов переключения в резонансно-туннельных наногетероструктурах.

В настоящей работе приводятся результаты теоретических и экспериментальных исследований высокочастотного отклика и эффектов, связанных с изменением статических характеристик одноямных (двухбарьерных) и двухъямных (трехбарьерных) резонансно-туннельных диодов (РТД) во внешнем электромагнитном поле в диапазоне гигагерцовых и субтерагерцовых частот.

Измерения проводились на изготовленных методами МПЭ GaAs/AlAs РТД структурах в областях частот 10 ГГц, 100 ГГц и 200 ГГц при температурах $5 \div 300\text{K}$ с использованием ЛОВ-генераторов и генераторов на основе лавинно-протонного диода (мощность излучения $10 \div 100\text{ мВт}$). Зарегистрированы два типа эффектов, обусловленных воздействием СВЧ поля на электронные состояния РТД, а именно эффект изменения стационарного тока в РТД, наблюдавшийся в ряде работ [1], пропорциональный второй производной вольт-амперной характеристики, и другого типа эффект, выражающийся в сдвиге области отрицательной дифференциальной проводимости в сторону меньших приложенных к РТД напряжений. Величина сдвига возрастает с повышением мощности СВЧ излучения и линейно меняется в зависимости от амплитуды электрического поля СВЧ волны. Обнаруженный эффект, как следует из оценок и зарегистрированной экспериментально зависимости от напряженности внешнего СВЧ поля, обусловлен возрастанием напряженности суммарного электрического поля в РТД (за счет компонент постоянного и переменного

поля) при наличии гистерезиса ВАХ. По своей природе обнаруженный эффект, по-видимому, можно считать аналогичным теоретически рассмотренному в работе [3] триггерному эффекту в асимметричных двухбарьерных РТД в условиях приложения импульсного СВЧ поля.

Данный эффект представляет значительный интерес, поскольку позволяет определять верхнюю границу быстродействия и особенности распределения электрического поля в слоях гетероструктуры при воздействии внешнего высокочастотного излучения.

Проанализированы высокочастотные свойства РТД в условиях реализации квантового режима усиления, наиболее эффективного в диапазоне субтерагерцовых и терагерцовых частот [4]. Обнаружен эффект энергетической фильтрации в двухъямных РТД, обусловленный нарушением симметрии процессов усиления и поглощения высокочастотного излучения в постоянном электрическом поле [5], приводящий к резкому увеличению коэффициента усиления. Показано, что взаимодействие электромагнитной волны с двумя резонансными электронными состояниями в двухъямных РТД приводит к дополнительному увеличению коэффициента усиления.

На основе решения нестационарного уравнения Шредингера с открытыми граничными условиями выполнены численные расчеты высокочастотного отклика одноямных и двухъямных GaAs/AlAs РТД структур. Показано, что время выхода на установившийся режим при синусоидальном воздействии достигается в течении 3 – 5 периодов. На основе расчетов зависимостей токов поляризации от времени в установившемся режиме получены величины действительной \mathbf{s}' и мнимой части \mathbf{s}'' высокочастотной проводимости при малой амплитуде воздействия (линейный отклик). Исследованы зависимости реальной части высокочастотной проводимости от частоты при различных значениях постоянного напряжения U_{dc} в области отрицательного дифференциального сопротивления.

Проведено сравнение результатов, полученных для двухъямных структур, с результатами для одноямных структур. Показано, что величина \mathbf{s}' на частоте порядка 1 ТГц для двухъямной структуры оказывается в несколько раз больше. При

этом значения стационарных токов в пике ВАХ для одноямной структуры почти на порядок выше.

Возможность достижения высоких значений коэффициента усиления на высоких частотах в условиях энергетической фильтрации, а также возможность, как показано, перестройки частоты усиления посредством варьирования приложенного постоянного напряжения, выделяют двухъямные РТД из набора других наноструктур с точки зрения их использования в качестве активных элементов в области наиболее высоких частот.

Полученные результаты открывают реальные перспективы существенного повышения эффективности твердотельных усилительных и генераторных устройств на основе резонансно-туннельных структур в диапазоне субтерагерцовых и терагерцовых частот.

Работа выполнена при финансовой поддержке Министерства Образования и Науки РФ, РФФИ (11-02-01182, 09-02-12438), Программы Президиума РАН «Основы фундаментальных исследований нанотехнологий и наноматериалов», Программ фундаментальных исследований ОФН РАН

«Современные проблемы радиофизики» (IV.12) и «Физические и технологические исследования полупроводниковых лазеров, направленные на достижение предельных параметров» (III.7).

1. Sollner, T.C.L.G. Resonant tunneling through quantum wells at frequencies up to 2.5 THz / T.C.L.G. Sollner, W.D. Goodhue, P.E. Tannenwald, C.D. Parker, D.D. Peck // Appl. Phys. Lett. 1983. V. 43, № 6. P. 588-590.

2. Suzuki, S. Fundamental oscillation of resonant tunneling diodes above 1 THz at room temperature / S. Suzuki, M. Asada, A. Teranishi, H. Sugiyama, H. Yokoyama // Appl. Phys. Lett. 2010. V. 97, № 24. P. 242102.

3. Orellana, P. A mesoscopic terahertz pulse detector / P. Orellana, F. Claro // Appl. Phys. Lett. 1999. V. 75, № 11. P. 1643-1645.

4. Елесин, В.Ф. Высокочастотный отклик двухъямных наноструктур / В.Ф. Елесин // ЖЭТФ. 2005. Т. 127, вып. 1. С. 131-140.

5. Савинов С.А. Эффект энергетической фильтрации и возможности генерации терагерцового излучения в резонансно-туннельных структурах с несколькими квантовыми ямами / С.А. Савинов, В.Н. Мурзин // Письма в ЖЭТФ. 2011. Т. 93, вып. 3. С. 171-176.

Особенности временной эволюции квантовых состояний в графене

М.Ж. Majid¹, С.С. Савинский²

¹University of Basrah /IRAQ-Basrah

² Удмуртский государственный университет, Ижевск

savinsky@uni.udm.ru

В Гейзинберговском представлении для электронов плоского графена решается задача об эволюции локализованных квантовых состояний представляющих собой суперпозицию состояний из валентной зоны и зоны проводимости. Рассматриваются электронные состояния в графене вблизи точек высокой симметрии K зоны Бриллюэна, для которых можно воспользоваться линейной аппроксимацией Гамильтониана

$$H = V_F \vec{\sigma} \vec{p} \quad (1)$$

где $\vec{p} = (p_x, p_y)$ оператор импульса, $\vec{\sigma}(\sigma_x, \sigma_y)$ – матрицы Паули, V_F – скорость электрона и представить собственные функции линеаризованного оператора Гамильтона в виде двухкомпонентных псевдоспиноров

$$|\psi_{k,S}\rangle = \frac{1}{2\pi\sqrt{2}} \exp(ikr) \begin{pmatrix} 1 \\ S e^{i\theta} \end{pmatrix}, E_{k,S} = \hbar V_F S |k| \quad (2)$$

k – двумерный квазиволновой вектор, параметр $S = \pm 1$ – определяет положительную и отрицательную ветви энергии электронного спектра, θ определяет угол между вектором k и осью ОХ, $E_{k,S}$ – энергия состояния, \hbar – постоянная Планка. Заметим, для функций (2) выполняется условие ортогональности

$$\langle \psi_{k,S} | \psi_{k',S'} \rangle = \delta(k - k') \delta_{SS'} \quad (3)$$

где в правой части равенства стоит произведение дельта-функции Дирака и символа Кронекера. Построим из двухкомпонентных стационарных функций (2) волновой пакет

$$|\psi(0)\rangle = \sum_S \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} a_{k,S} |\psi_{k,S}\rangle d^2k \quad ; \quad a_{k,S} = \langle \psi_{k,S} | \psi(0) \rangle \quad (4)$$

$a_{k,S}$ – коэффициенты разложения исходного состояния $|\psi(0)\rangle$ по функциям (2). Условие нормировки для функции $|\psi(0)\rangle$, $\langle \psi(0) | \psi(0) \rangle = 1$, накладывает на выбор коэффициентов $a_{k,S}$ ограничение

$$\sum_S \int |a_{k,S}|^2 d^2k = 1$$

Среднее значение произвольной физической величины A в момент времени t определяется из соотношения

$$\bar{A}(t) = \langle \psi(0) | A(t) | \psi(0) \rangle \quad (5)$$

где оператор $A(t)$ удовлетворяет уравнению

$$-i\hbar \frac{\partial}{\partial t} A(t) = [H, A(t)] \quad (6)$$

H – оператор Гамильтона (1), квадратными скобками обозначен коммутатор операторов. Решение (6) может быть представлено также в следующем виде

$$A(t) = \exp(+iHt/\hbar) A(0) \exp(-iHt/\hbar).$$

Соответственно, подставляя (4) в (5) для вычисления среднего значения оператора физической величины A в момент времени t получим

$$\bar{A}(t) = \sum_{S,S'} \iint_k \iint_{k'} a_{k,S}^* a_{k',S'} \langle \psi_{k,S} | A(t) | \psi_{k',S'} \rangle d^2k d^2k' \quad (7)$$

Уравнения (6) для операторов координат x и y , с использованием оператора Гамильтона (1), приводят в Гейзинберговском представлении к следующим формулам:

$$-i\hbar \dot{x}(t) = [H, x(t)] \quad , \quad -i\hbar \dot{y}(t) = [H, y(t)] \quad (8)$$

Оператор Гамильтона и операторы импульса p_x, p_y не зависят от времени, с использованием коммутационных соотношений $[p_x, x(t)] = -i\hbar$; $[p_x, y(t)] = -i\hbar$, получим из (8)

$$-i\hbar \dot{x}(t) = -i\hbar \sigma_x(t) V_F \quad , \quad -i\hbar \dot{y}(t) = -i\hbar \sigma_y(t) V_F \quad (9)$$

Соответственно для матриц Паули имеют место уравнения

$$-i\hbar \dot{\sigma}_x(t) = [H, \sigma_x(t)] \quad , \quad -i\hbar \dot{\sigma}_y(t) = [H, \sigma_y(t)] \quad ,$$

которые могут быть представлены в виде:

$$\begin{aligned} \dot{\sigma}_x(t) &= \frac{i}{\hbar} (-2\sigma_x(t)H + \{H, \sigma_x(t)\}) \\ \dot{\sigma}_y(t) &= \frac{i}{\hbar} (-2\sigma_y(t)H + \{H, \sigma_y(t)\}) \end{aligned} \quad (10)$$

фигурными скобками обозначены анти-коммутаторы операторов, которые вычисляются с учетом (1)

$$\{H, \sigma_x(t)\} = 2V_F p_x \quad , \quad \{H, \sigma_y(t)\} = 2V_F p_y$$

Окончательно уравнения для матриц Паули в Гейзинберговском представлении примут вид:

$$\begin{aligned} \dot{\sigma}_x &= \frac{i}{\hbar} (-2\sigma_x H + 2V_F p_x) \\ \dot{\sigma}_y &= \frac{i}{\hbar} (-2\sigma_y H + 2V_F p_y) \end{aligned} \quad (11)$$

Интегрируя уравнения (9), с учетом (11), получим в Гейзинберговском представлении следующие формулы для операторов координат:

$$x(t) = x(0) + \frac{V_F^2 p_x t}{H} + \frac{i\hbar V_F}{2} \left(\sigma_x(0) - \frac{V_F p_x}{H} \right) \times \frac{1}{H} (\exp(-2iHt/\hbar) - 1)$$

$$y(t) = y(0) + \frac{V_F^2 p_y t}{H} + \frac{i\hbar V_F}{2} \left(\sigma_y(0) - \frac{V_F p_y}{H} \right) \times \frac{1}{H} (\exp(-2iHt/\hbar) - 1) \quad (12)$$

Для вычисления средних значений координат в произвольный момент времени t воспользуемся формулой (7) и Гейзинберговскими представлениями операторов координат (12), в результате для координаты x получим

$$\bar{x}(t) = \sum_{S,S'} \iint_k \iint_{k'} a_{k,S}^* a_{k',S'} \langle \psi_{k,S} | x(t) | \psi_{k',S'} \rangle d^2 k d^2 k' \quad (13)$$

аналогичная формула имеет место для координаты y . Заметим, диагональные матричные элементы, входящие в формулу для средних координат по переменным S, S' не содержат осциллирующих во времени слагаемых, осциллирующие во времени слагаемые появляются в недиагональных матричных элементах.

Рассмотрим Гауссовый волновой пакет (3), в котором симметрично представлены состояния с положительной и отрицательной энергией [1-3]

$$a_{k,S} = \sqrt{\frac{d_x d_y}{2\pi}} \exp\left(- (k_x - k_{x0})^2 \frac{d_x^2}{2} - (k_y - k_{y0})^2 \frac{d_y^2}{2}\right) (\delta_{+,S} + \delta_{-,S})$$

соответственно в волновой функции (3) могут быть разделены состояния с положительной и отрицательной энергией.

$$|\psi(0)\rangle = |\psi_+(0)\rangle + |\psi_-(0)\rangle$$

Вычислим средние значения координат, используя (13)

$$\bar{x}(t) = -\left(\frac{d_x d_y}{\sqrt{2}}\right) \exp(-(k_{x0}^2 d_x^2 + k_{y0}^2 d_y^2)) \int_0^\infty \exp(-k^2 (d_x^2 + d_y^2)) I_1\left(2k \sqrt{k_{x0}^2 d_x^4 + k_{y0}^2 d_y^4}\right) (\cos(2kt) - 1) dk$$

$$\bar{y}(t) = -\left(\frac{d_x d_y}{\sqrt{2}}\right) \exp(-(k_{x0}^2 d_x^2 + k_{y0}^2 d_y^2)) \int_0^\infty \exp(-k^2 (d_x^2 + d_y^2)) I_1\left(2k \sqrt{k_{x0}^2 d_x^4 + k_{y0}^2 d_y^4}\right) (\cos(2kt) - 1) dk$$

где $I_1(\dots)$ модифицированная функция Бесселя первого порядка.

На рис.1-3 представлены координатные плотности вероятности для рассматриваемых волновых пакетов в различные моменты времени.

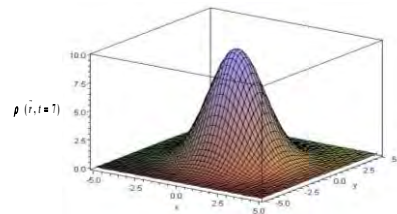


Рис.1. Электронная плотность для волнового пакета при $t = 0$

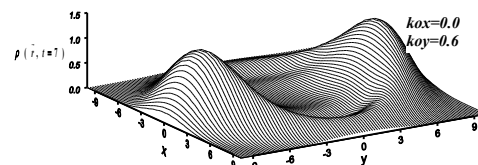


Рис. 2. Электронная плотность в момент времени $t = 7$ для волнового пакета с параметрами $\kappa_{ox}=0, \kappa_{oy}=0,6$

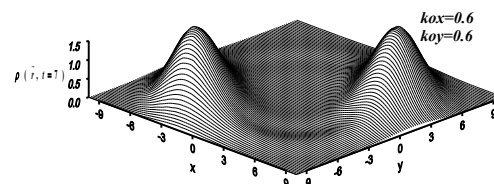


Рис. 3. Электронная плотность в момент времени $t = 7$ для волнового пакета с параметрами $\kappa_{ox}=0,6, \kappa_{oy}=0,6$

1. Maksimova G.M., Wave packet dynamics in a mono-layer grapheme / G.M. Maksimova, V.Ya. Demikhovskii, E.V. Frolova // Phys. Rev. (B), 2008. Vol. 78, P. 235321.

2. Zawadzki W., One-dimensional semirelativity for electrons in carbon nanotubes /W. Zawadzki// Phys. Rev. (B), 2006. Vol. 74, P. 205439.

3. Krueckl V, Revivals of quantum wave packets in grapheme /V. Krueckl,T. Kramer// New Journal of Physics, 2009, Vol.11,P. 093010.

Трансформация электронного спектра графена и углеродной нанотрубки при упругой деформации

M.J.Majid¹, С.С.Савинский²

¹ University of Basrah, IRAQ-Basrah

² Удмуртский государственный университет, Ижевск

savinsky@uni.udm.ru

В докладе рассматривается возможность изменения электронного спектра графена и углеродной нанотрубки при упругой деформации либо относительном сдвиге атомных подрешеток (реконструкции). Причиной изменения электронного спектра в рассматриваемых структурах является нарушение ближнего атомного порядка. Графен — двумерный кристалл, углеродная нанотрубка является квазиодномерной структурой, общая проблема изменения электронного спектра для кристаллических тел при упругой деформации с учетом симметрии изучена в [1].

В используемом нами приближении сильной связи для графена и углеродных нанотрубок необходимо знать матричные элементы оператора Гамильтона, определяющие амплитуды перехода электрона между ближайшими атомами и рассчитываемые через волновые функции π -электронов атомных соседей. Мы используем параметрические функции для вычисления матричных элементов оператора Гамильтона из работы [2]

$$\beta_i(|r_{1,2}|) = \beta \exp(-3.37(|r_{1,2}|/a_0 - 1)), \quad (1)$$

где a_0 — равновесное расстояние между атомами, $|r_{1,2}|$ — расстояние между атомами, энергетический параметр $\beta=2,7$ eV.

Двумерная упругая деформация в графене определяется через тензор деформации, который можно представить в виде матрицы:

$$\hat{\varepsilon} = \begin{pmatrix} \varepsilon_{xx} & \varepsilon_{xy} \\ \varepsilon_{yx} & \varepsilon_{yy} \end{pmatrix} \quad (2)$$

где компоненты ε_{xx} и ε_{yy} определяют одноосные деформации в направлении координатных осей, $\varepsilon_{xy} = \varepsilon_{yx}$ определяют деформацию сдвига. Положительные значения ε_{xy} или ε_{yx} соответствуют деформации удлинения, отрицательные значения соответствуют деформации сжатия. Для произвольно выбранного вектора a на недеформированной графеновой плоскости, деформация приводит к преобразованию вектора:

$$a \rightarrow (1 + \hat{\varepsilon}) \cdot a \quad (3)$$

соответственно векторы, показанные на графеновой плоскости (рис.1) при деформации преобразуются согласно (3). Изменении базисных

векторов $a_1(a_{1x}, a_{1y})$ и $a_2(a_{2x}, a_{2y})$ при деформации приводит графен к новой двумерной кристаллической структуре, изменению точечной и пространственной группы симметрии, изменению обратной решетки и зоны Бриллюэна.

При упругой деформации графена спектр электронов определяется через матричный элемент оператора Гамильтона

$$E_{k_x, k_y}^{\pm} = E^0 \pm |H_{k_x, k_y}| \quad (4)$$

$$H_{k_x, k_y} = \beta_0 + \beta_2 \exp(-i(k_x a_{1x} + k_y a_{1y})) + \beta_1 \exp(-i(k_x a_{2x} + k_y a_{2y}))$$

где $\beta_{0,1,2}$ матричные элементы, построенные на атомных волновых функциях, определяющие амплитуды перехода электрона между атомами — ближайшими соседями, вычисляемые по формуле (1). При деформации энергия электрона в валентной зоне и зоне проводимости претерпевает трансформацию, связанную с изменением базисных векторов прямой и обратной решеток. При численных расчетах рассматривались состояния π -электронов в зоне Бриллюэна, определялись состояния, в которых энергетическое расстояние между ветвями спектра минимально, что и позволило рассчитать величину энергетической щели. Для упругих деформаций представляющих собой одноосное растяжение-сжатие в случае конфигурации «зигзаг» энергетическая щель возникает при $\varepsilon_{xx} > 0,24$, для одноосной деформации конфигурации «кресло» энергетическая щель возникает при $\varepsilon_{xx} < -0,24$ [3].

Геометрически углеродную нанотрубку можно представить как результат сворачивания полосы на графитовой плоскости — графене с последующим «склеиванием» противоположных сторон полосы [4]. Деформированную нанотрубку можно представить как результат деформирования полосы и последующую «склежку» полосы в углеродную нанотрубку. Нами рассматривается упругая деформация и атомная реконструкция углеродной нанотрубки с позиций геометрического преобразования цилиндрических координат атомов.

Процедура сворачивания приводит к отождествлению точек на противоположных сторонах полосы отстоящих друг от друга на вектор C , краями полосы являются параллельные линии проходящие через концы вектора C и перпендикулярные к этому вектору. В результате сворачивания полосы образу-

ется цилиндрическая поверхность, на которой базисные векторы трансляции a_1 и a_2 переходят в винтовые повороты $S_1(\Delta\varphi_1, \Delta z_1)$ и $S_2(\Delta\varphi_2, \Delta z_2)$ на цилиндрической поверхности радиуса $R = |C|/2\pi$, $(\Delta\varphi_1, \Delta z_1)$ и $(\Delta\varphi_2, \Delta z_2)$ - параметры операторов винтовых поворотов.

Правила действия винтовых поворотов определяются следующим образом: винтовой поворот $S(\Delta\varphi, \Delta z)$ преобразует цилиндрические координаты произвольной точки на поверхности цилиндра (φ, z, R) следующим образом

$$(\varphi, z, R) \rightarrow (\varphi + \Delta\varphi, z + \Delta z, R)$$

В параметрической модели сильной связи энергия электрона, по аналогии с (4) определяется через два квантовых числа: магнитное квантовое число $m=0, \pm 1, \pm 2, \pm 3, \dots$ и волновой вектор k

$$E_{m,k}^{\pm} = E^0 \pm |H_{m,k}| \quad (5)$$

$$H_{m,k} = \beta_0 \langle t_1 | e^{-i(m\Delta\varphi_1 + k\Delta z_1)} + \beta_1 \langle t_2 | e^{-i(m\Delta\varphi_2 + k\Delta z_2)} + \beta_2 \langle t_3 | e^{-im\Delta\varphi_3 + k\Delta z_3} \rangle$$

где $(\Delta\varphi_1, \Delta z_1)$ и $(\Delta\varphi_2, \Delta z_2)$ параметры операторов винтовых поворотов.

Однородную деформацию углеродной нанотрубки можно представить как результат непрерывного преобразования координат точек расположенных на поверхности нанотрубки $(\varphi, z, R) \rightarrow (\varphi', z', R')$ по правилу

$$\varphi' = \varphi + z \times \gamma_1 / R, \quad z' = z \times (1 + \gamma_2), \quad R' = R \times (1 + \gamma_3)$$

где $\gamma_1, \gamma_2, \gamma_3$ - безразмерные параметры деформации. Упругой одноосной деформации нанотрубки соответствует выбор параметров $\gamma_1 = 0, \gamma_3 = -\nu \times \gamma_2$, где ν - коэффициент Пуассона, который мы предполагаем не зависящим от угла хиральности θ и равным значению коэффициента Пуассона для графена $\nu = 0.17$. Деформацию кручения можно представить как относительный поворот сечений углеродной нанотрубки, соответственно значения параметров нужно выбрать $\gamma_2 = 0, \gamma_3 = 0$, параметр γ_1 определяет угол закручивания. Упругая деформация изменяет параметры операторов винтовых поворотов углеродной нанотрубки $(\Delta\varphi_1, \Delta z_1)$ и $(\Delta\varphi_2, \Delta z_2)$, они становятся равными

$$\Delta\varphi'_{1,2} = \Delta\varphi_{1,2} + \Delta z_{1,2} \times \gamma_1 / R, \quad \Delta z'_{1,2} = \Delta z_{1,2} \times (1 + \gamma_2)$$

Нами показано: при одноосной деформации и деформации кручения углеродной нанотрубки, также атомной реконструкции энергетическая щель в спектре π -электронов (5) меняется. Факт изменения энергетической щели нанотрубки при деформации может быть использован для создания нанодатчика деформации.

Рис.1. Базисные вектора и вектора соединяющие ближайших соседей на графитовой плоскости.

Рис.2. Фрагмент углеродной нанотрубки типа «зигзаг» с индексами хиральности $i_1 = 10, i_2 = 0$ до деформации а) и после деформации: продольной б), кручения в), разворота подрешеток д).

1. Бир Г.Л., Симметрия и деформационные эффекты в полупроводниках / Г.Л.Бир, Г.Е.Пикус // М.: Наука, главная редакция физико-математической литературы. 1972. 584с.

2. Pereira V.M., Tight-binding approach to uniaxial strain in graphene / V.M. Pereira, A.H. Castro Neto // М.: литература. 1972. 584с.

2. Pereira V.M., Tight-binding approach to uniaxial strain in graphene / V.M. Pereira, A.H. Castro Neto // М.: литература. 1972. 584с.

Сравнение DWELL и DUWELL концепций выращивания InAs квантовых точек на GaAs

Ю.Г. Садофьев^{1,2}

¹ Trion Technology, USA

² Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, Москва

sadofyev@hotmail.com

Квантовые точки (КТ) в системе InAs/GaAs, формирующиеся за счет эффекта самоорганизации под действием встроенных напряжений при гетероэпитаксии привлекают большое внимание исследователей на протяжении последних трех десятилетий. Для практических применений привлекательны структуры, излучающие вблизи минимума потерь линий волоконно-оптической связи (≥ 1.3 мкм). Эти длины волн достижимы в рассматриваемой системе материалов только при погружении InAs квантовых точек в квантовую яму InGaAs (dots-in-a-well, DWELL), или использовании квантовой ямы InGaAs, покрывающей слой InAs квантовых точек (dots-under-the-well, DUWELL). Слои InGaAs (strain reducing layer, SRL), редуцируют встроенные гидростатические напряжения вокруг КТ. Молярная доля индия в квантовой яме DUWELL структуры может как быть постоянной (обычно In_{0.15}Ga_{0.85}As), так и изменяться по линейному закону от максимального значения вблизи слоя КТ. В последнем случае применяют обозначение gradient-composition strain reducing layer, GC-SRL. Все эти варианты структур обеспечивают достижение эффективной фотолуминесценции InAs/GaAs КТ вблизи 1.3 мкм. Однако, из-за относительно невысокой плотности квантовых точек ($2 \dots 4 \times 10^{10}$ см⁻²) не удастся получить эффективную лазерную генерацию в структурах с единственным слоем КТ. Необходимость увеличения числа слоев КТ приводит к увеличению встроенных напряжений и возможной генерации дислокаций, резко снижающих эффективность излучательной рекомбинации. Поэтому желательно использовать тот тип структур, который, обеспечивая достижение заданной длины волны излучения, содержит наименьшее количество InAs в слое КТ и вокруг него, формируя тем самым минимальный уровень встроенных напряжений в пересчете на слой.

В литературных источниках имеется значительный разброс данных как по конфигурации структур, так и по условиям их выращивания. В частности, толщина слоя InAs, при которой достигается длина волны 1.3 мкм, колеблется в пределах от 2 до 3 монослоев (МС) [1, 2], а температура выращивания от 450 до 570°C [3, 4]. Имеются и другие несоответствия, вызванные различиями методов измерения основных параметров роста и калибровок в различных группах исследователей.

Нами выращены все указанные выше типы InAs/GaAs КТ структур на одной установке для молекулярно-пучковой эпитаксии и при едином подходе к процедуре калибровок с целью сопоставления полученных результатов роста. Фотолуминесценция образцов (ФЛ), измеренная при комнатной температуре в неизменных условиях возбуждения и регистрации спектров, была использована в качестве средства контроля свойств полученных образцов.

Мы ввели в выращиваемую структуру дополнительную квантовую яму InGaAs/GaAs шириной 7 нм и молярной долей арсенида индия $x = 0.15 \dots 0.20$, отделенную от слоя квантовых точек прослойкой арсенида галлия и AlGaAs общей толщиной 150 нм. Спектральное положение линии фотолуминесценции этой ямы сравнивали с рассчитанным теоретически. Это позволяло получать корректную информацию о реальной скорости роста арсенида индия для данного образца.

Нами использована следующая конфигурация эпитаксиальных структур. На подложке арсенида галлия ориентации (100) выращивали буферный слой GaAs толщиной 300 нм. Квантовая яма InGaAs шириной 7 нм была заключена между GaAs и барьерными слоями Al_{0.33}Ga_{0.67}As с толщинами по 50 нм каждый. Над верхним AlGaAs барьером выращивали разделительный слой GaAs (50 нм), а затем последовательность индий-содержащих слоев, формирующих InAs квантовые точки и редуцирующие напряжения слои In_xGa_{1-x}As. Покровный слой GaAs толщиной 100 нм завершал структуру. Часть покровного слоя (15 нм), как и индий-содержащие слои образца выращивали при пониженной температуре 480...525°C, остаток слоя - при 580°C.

Для DWELL образцов использовали квантовую яму In_{0.15}Ga_{0.85}As шириной 8 нм, 2 нм из которых располагали под слоем InAs толщиной 2.3...3.0 МС. В DUWELL структурах 2 нм подслоя InGaAs не выращивали. В GS-SRL образцах вместо 6 нм In_{0.15}Ga_{0.85}As поверх InAs выращивали градиентный слой In_xGa_{1-x}As толщиной 3 нм, в котором молярную долю арсенида индия уменьшали от 0.25 до 0.12 по мере удаления от слоя квантовых точек InAs. Температуру эпитаксиального роста контролировали инфракрасным пирометром.

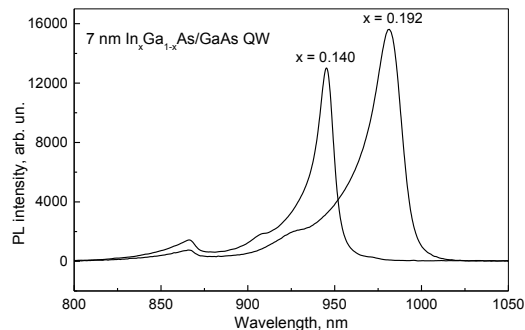


Рис. 1. Спектр фотолуминесценции квантовых ям In-GaAs/GaAs шириной 7 нм и заданными молярными долями арсенида индия x 0.15 и 0.20. Реальные величины x 0.14 и 0.192 указаны на рисунке.

Спектры ФЛ от In_xGa_{1-x}As квантовых ям приведены на рис.1. В спектрах наблюдаются доминирующие

линии, соответствующие оптическим переходам с участием основных состояний размерного квантования электронов и дырок (945.2 и 981.4 нм для номинальных значений x 0.15 и 0.20 соответственно). Расчетные положения пиков для этих квантовых ям при ширине их 7 нм составляют 951.4 и 986.9 нм. Пик при длине волны 866 нм соответствует излучению арсенида галлия, а плечо в области 900 – 930 нм – переходам с участием возбужденных состояний квантовых ям.

ФЛ при длинах волн 1290 – 1305 нм была достигнута для DWELL структур при номинальной толщине слоя арсенида индия 2.6 ± 0.1 МС. Наиболее интенсивный сигнал ФЛ соответствовал температуре роста слоя 510-515°C. При этом полуширина пика ФЛ составляла 28-30 мэВ (рис. 2). На коротковолновой ветви кривой наблюдается плечо, обусловленное вкладом возбужденных состояний КТ или бимодальным распределением их размеров. Увеличение толщины слоя InAs до 3 МС приводило к понижению интенсивности пика ФЛ на 15 - 20% и к увеличению полуширины его до 39 мэВ без сдвига в длинноволновую область спектра.

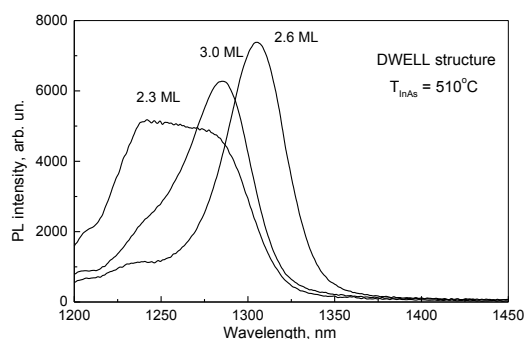


Рис. 2. Спектр ФЛ DWELL структур с номинальными толщинами InAs 2.3, 2.6 и 3.0 монослоя.

При тех же условиях формирования слоя квантовых точек DUWELL структуры обеспечивали эффективную ФЛ вблизи 1300 нм с полушириной линии 30 мэВ (рис. 3, кривая 1), как и в DWELL структурах. Однако пик ФЛ GC-SRL структур был сдвинут на 30 – 50 нм в область более длинных волн (рис. 3, кривая 2). Это позволяет уменьшить толщину слоя InAs КТ, необходимую для работы на длине волны 1.3 мкм.

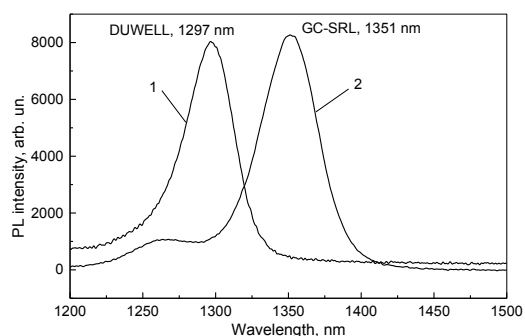


Рис. 3. Спектр фотолюминесценции DUWELL (кривая 1) и GC-SRL (кривая 2) структур с номинальной толщиной InAs 2.6 монослоя. Толщина градиентного слоя $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ равна 3 нм, x уменьшается от 0.25 до 0.12 по мере удаления от слоя квантовых точек.

Нам не удалось получить декларируемое в [4, 5] сужение линии ФЛ до 23 мэВ в GC-SRL структуре. Как и для иных описанных выше структур, полуширина составляла ~30 мэВ. Возможной причиной этого могла быть нелинейность изменения молярной доли индия в градиентном слое InGaAs, вызванная большой тепловой инерцией молекулярного источника галлия при используемом нами довольно значительном (500 г) количестве загруженного в тигель материала. В условиях необходимости существенного понижения температуры за ограниченный отрезок времени реальный характер изменения температуры источника галлия не соответствовал задаваемому программой роста.

Приведенные выше результаты показывают, что DWELL структуры требуют использования большего количества арсенида индия для формирования квантовых точек, пригодных для использования вблизи длины волны 1.3 мкм по сравнению с DUWELL структурами, включая GC-SRL вариацию дизайна, не приводя при этом к улучшению излучательных характеристик выращиваемых образцов. Таким образом, DUWELL концепция имеет некоторое преимущество при формировании многослойных InAs/GaAs КТ структур.

Эпитаксия структур при температуре ниже 500°C приводила к понижению эффективности излучательной рекомбинации. В общем случае конкретное значение оптимальной температуры роста является индивидуальной характеристикой того или иного оборудования для молекулярно-пучковой эпитаксии и его состояния в данный момент времени.

На основе DUWELL структур были изготовлены инжекционные полосковые лазеры, активная часть которых включала 10 слоев InAs квантовых точек при толщине разделительных GaAs слоев (спейсеров) 50 нм. Волноводы изготовлены из $\text{Al}_{0.4}\text{Ga}_{0.6}\text{As}$ p - и n - типов проводимости с концентрацией свободных носителей $5 \times 10^{18} \text{ см}^{-3}$ и толщиной 1500 нм каждый. Полуширина пика комнатной ФЛ таких многослойных структур составляла 35 – 40 мэВ с максимумом сигнала вблизи $\lambda = 1265 - 1275$ нм. Лазерная генерация наблюдалась при длинах волн, смещенных на ~ 10 нм от максимума ФЛ в сторону больших длин волн. Следовательно, лазерная генерация обусловлена рекомбинацией электронно-дырочных пар через основные состояния размерного квантования носителей в квантовых точках InAs. Разогрев активной области джоулевым теплом при пропускании электрического тока через диодную структуру может быть причиной длинноволнового сдвига лазерного излучения по отношению к положению пика комнатной ФЛ.

1. Yu H.C., Wang J.S., Su Y.K., Chang S.J., Lai F.I., Chang Y.H., Kuo H.C., Sung C.P., Yang H.P.D. et al. *IEEE Photonics Technology Letters*, **18**, 418-420, 2006.

2. Gutierrez M., M Hopkinson., H. Liu Y., Herrera M., Gonzalez D., Garcia R.. *Cryst. J. Growth*, **278**, 151-155, 2005.

3. Ngo C.N., S Yoon.F., Lim D.R., Wong V., Chua S.J. *Appl. Phys. Lett.*, **93**, 041912, 2008.

4. Amano T., Sugaya T., Yamauchi S., Komori K. *J. Cryst. Growth*, **295**, 162-165, 2006.

5. Amano T., Sugaya T., Komori K. *Japanese Journal of Applied Physics*, **14**, L 432 – L 434, 2005.

Спектры усиления квантово-каскадных структур ТГц диапазона с 2 КЯ на основе $\text{Al}_{0.15}\text{Ga}_{0.85}\text{As}/\text{Al}_{0.02}\text{Ga}_{0.98}\text{As}(\text{GaAs})/\text{Al}_{0.15}\text{Ga}_{0.85}\text{As}$

Д.В. Ушаков¹, Ю.Г. Садофьев², N. Samal²

¹Белорусский государственный университет, Беларусь

²Trion Technology, USA

ushakovdv@bsu.by

Все реализованные в настоящее время квантово-каскадные лазеры (ККЛ) ТГц диапазона созданы преимущественно на основе структур GaAs/AlGaAs с дизайном «резонансное испускание оптического фонона» [1–3]. Единичный каскад структуры может включать в себя 4 [1], 3 [2] или 2 [3] квантовых ямы (КЯ) различной ширины, разделенных туннельно-прозрачными барьерами. Соответственно ККЛ работают по 5- [1], 4- [2] и 3-х [3] уровневым схемам. В работе [3] исследуются квантово-каскадные структуры GaAs/Al_{0.15}Ga_{0.85}As с 2 КЯ, работающие по 3-х уровневой схеме. Инверсия населенностей достигается между уровнями 3-1 (3'-1'), а также 2-1 (2'-1') при опустошении уровня 1 (1') за счет резонансного испускания оптического фонона, при этом уровень 3 тунельно связан с уровнем 2 предыдущего каскада [3]. В таких структурах генерация получена на частоте 4.6 ТГц и достигнута рабочая температура 121 К. Продвижение в область меньших частот ограничивается недостаточной возможностью варьирования толщин квантовых ям и барьерных слоев из-за необходимости одновременного выполнения условий резонансного испускания оптического фонона и резонансного туннелирования.

В настоящей работе предложена оптимизированная конструкция ККЛ на основе $\text{Al}_{0.15}\text{Ga}_{0.85}\text{As}/\text{Al}_{0.02}\text{Ga}_{0.98}\text{As}(\text{GaAs})/\text{Al}_{0.15}\text{Ga}_{0.85}\text{As}$ с 2 КЯ и встроенной узкой КЯ внутри широкой КЯ (рис.1 а), позволяющая ввести дополнительные степени свободы для продвижения в область меньших частот ТГц-диапазона [4, 5]. Толщины слоев структуры в нм слева направо имеют следующие значения: /3.955/6.215/1.978/7.063/ 6.497/6.497 нм. Во всей последовательности слоев квантовые ямы

GaAs выделены жирным, а $\text{Al}_{0.02}\text{Ga}_{0.98}\text{As}$ – жирным курсивом. Подчеркнутые слои легированы примесями Si со слоевой концентрацией $2.17 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-2}$.

В структуру широкой КЯ $\text{Al}_{0.02}\text{Ga}_{0.98}\text{As}$ глубиной $\Delta E_c = 133.2$ мэВ встроена узкая КЯ GaAs высотой $\Delta E_c = 20.5$ мэВ. Отметим, что все толщины слоев ККЛ кратны толщине монослоя (0.2825 нм), что обеспечивает лучшее качество гетерограниц [6].

Значения энергии, волновые функции, матричные элементы дипольных переходов, а также профиль потенциальной энергии находились **к-р** методом в расширенной модели Бастарда [7, 8]. Степень заполнения уровней энергии и соответствующие квазиуровни Ферми находились путем численного решения системы балансных уравнений [9]. Коэффициент усиления g для внутрисубзонных переходов в зависимости от частоты света ν находился в многоуровневом приближении с учетом несимметричного контура уширения линии излучения [10] с параметром уширения $\gamma = 5$ мэВ.

Как видно из рис. 1 б, с ростом напряженности электрического поля максимум коэффициента усиления растет и сдвигается в область меньших частот. При напряженности электрического поля $E = 14.35$ кВ/см достигаются наилучшие условия для резонансного туннелирования (уровни 2 и 3 совпадают). При этом коэффициента усиления составляет 32 см^{-1} на частоте ~ 2.15 ТГц.

Введение узкой КЯ внутри широкой ямы позволяет уменьшить энергию излучения, центрирует волновую функцию, а также позволяет управлять матричным элементом дипольных переходов между рабочими уровнями 3-1 (2-1).

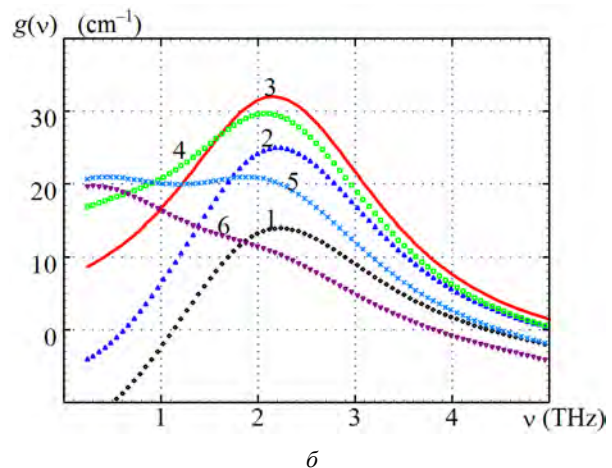
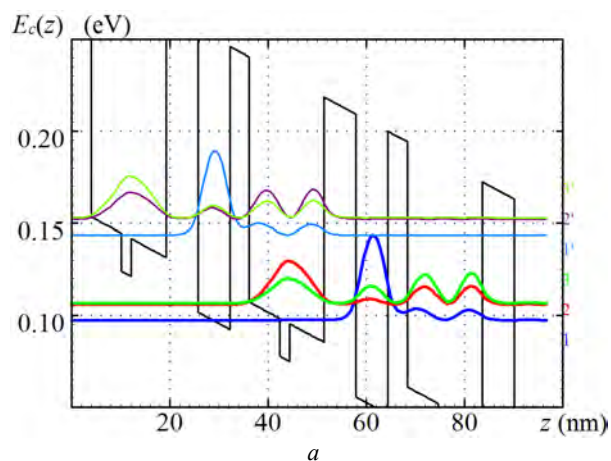


Рис. 1. а – Диаграмма зоны проводимости $E_c(z)$ и квадраты модулей волновых функций электронов в электрическом поле $E = 14.35$ -кВ/см и б – спектры усиления при $E = 14.15$ (1), 14.25 (2), 14.35 (3), 14.45 (4), 14.55 (5) и 14.65 кВ/см (6).

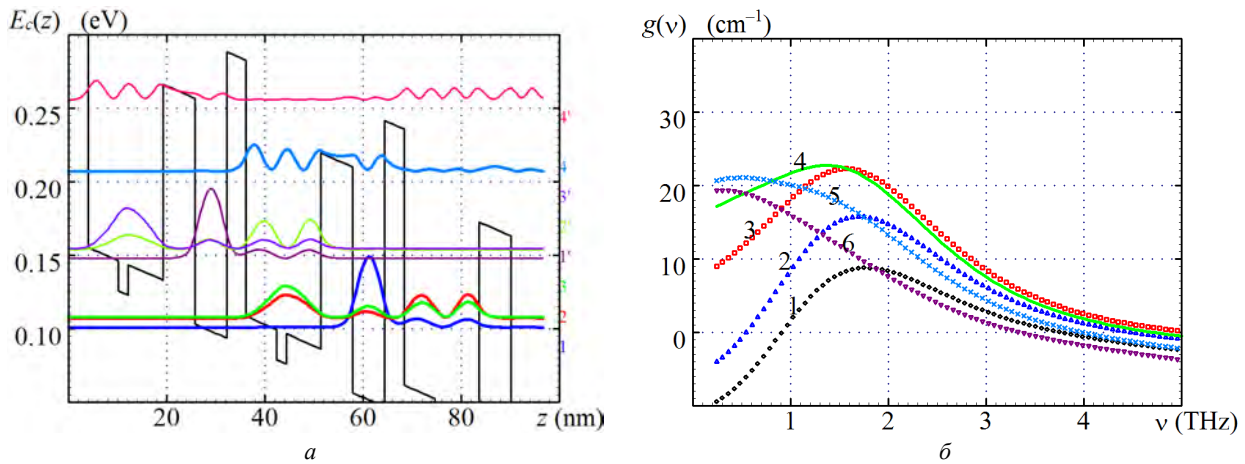


Рис. 2. *a* – Диаграмма зоны проводимости $E_c(z)$ и квадраты модулей волновых функций электронов в электрическом поле $E = 14.55$ -кВ/см и *б* – спектры усиления при $E = 14.25$ (1), 14.35 (2), 14.45 (3), 14.55 (4), 14.65 (5) и 14.75 кВ/см (6).

Варьирование положением узкой КЯ (сдвиг ее относительно центра ямы) позволяет управлять матричным элементом дипольных переходов для рабочих уровней 3-1 (2-1) [5].

Интересно исследовать при неизменных толщинах слоев влияние на спектры усиления высоты узкого барьерного слоя перед широкой КЯ, что возможно за счет изменения его молярного состава. Проведены расчеты характеристик ККЛ для барьерного слоя $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ толщиной 3.955 нм при значениях x от 0.09 до 0.19, что соответствует высотам потенциальных барьеров от 92.2 до 194.7 эВ. Как показывают расчеты при $x < 0.15$ при неизменных толщинах слоев расстояние между уровнями 1'–2 уменьшается и становится меньше частоты оптического фонона, что приводит к срыву генерации. При $x > 0.15$ расстояние между уровнями 1'–2 увеличивается, но регулируется электрическим полем и незначительно отличается от частоты оптического фонона. На рис. 2 представлены результаты расчета для барьерного слоя $\text{Al}_{0.19}\text{Ga}_{0.81}\text{As}$. Как видно из рис. 2 *б* при росте напряженности электрического поля наблюдается аналогичное поведение максимума коэффициента усиления, но уже при больших значениях E . Наилучшие условия для резонансного туннелирования достигаются при напряженности электрического поля $E = 14.55$ кВ/см. При этом коэффициента усиления составляет 23 см^{-1} на частоте ~ 1.35 ТГц. Меньшие значения коэффициента усиления обусловлены небольшим отклонением от условия резонансного испускания оптического фонона.

Таким образом, увеличение высоты барьерного слоя перед широкой КЯ позволяет продвинуться в область меньших частот излучения.

Работа одного из авторов (Ушаков Д.В.) выполнена при поддержке Белорусского республиканского фонда фундаментальных исследований по проекту БРФФИ № Ф10Р–091.

- Williams, B.S. High-power terahertz quantum-cascade lasers / B.S. Williams, S. Kumar, Q. Hu, J.L. Reno // *Electronics Letters*. 2006. V. 42, № 2. P. 89–90.
- Luo, H. Terahertz quantum-cascade lasers based on a three-well active module/ H. Luo, S.R. Laframboise, Z.R. Wasilewski, G.C. Aers, H.C. Liu // *Appl. Phys. Lett.* 2007. Vol. 90. P. 041112(1-3).
- Kumar S. Two-well terahertz quantum-cascade laser with direct intrawell phonon depopulation / S. Kumar, C.W.I. Chan, Q. Hu, J. Reno // *Appl. Phys. Lett.* 2009. Vol. 95. P. 141110(1-3).
- Крыжков, Д.И. Диагностика квантовых каскадных структур оптическими методами в ближнем ИК-диапазоне / Д.И. Крыжков, С.В. Морозов, Д.М. Гапонова, С.М. Сергеев, В.И. Гавриленко, Д.И. Курицын, Ю.Г. Садофьев, N. Samal // *Мат. XV Междунар. Симпозиума "Нанофизика и Нанозлектроника"*. Т. 2. Нижний Новгород, 2011. С. 525–526.
- Ушаков, Д.В. Спектры терагерцового усиления квантово-каскадных структур с двумя квантовыми ямами на основе $\text{Al}_{0.15}\text{Ga}_{0.85}\text{As}/\text{Al}_{0.02}\text{Ga}_{0.98}\text{As}(\text{GaAs})/\text{Al}_{0.15}\text{Ga}_{0.85}\text{As}$ / Д.В. Ушаков, Ю.Г. Садофьев, N. Samal // *Сб. статей 8-го Белорусско-Российского семинара "Полупроводниковые лазеры и системы на их основе"*. Минск, 17–20 мая 2011 г. С. 73–76.
- Садофьев, Ю.Г. Выращивание структур ТГц ККЛ методом молекулярно-пучковой эпитаксии / Ю.Г. Садофьев // *Мат. XV Междунар. Симпозиума "Нанофизика и Нанозлектроника"*. Т. 1. Нижний Новгород, 2011. С. 244–245.
- Yoo, K.H. Effect of nonparabolicity in GaAs/Ga_{1-x}Al_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.
- 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.
- Ушаков, Д.В. Двухпериодная модель расчета населенностей уровней подзон многопериодных квантово-каскадных сверхрешеточных структур / Д.В. Ушаков, И.С. Манак // *Журнал прикладной спектроскопии*. 2007. Т. 74, № 6. С. 801–804.
- Ушаков, Д.В. Расчет спектров усиления и люминесценции квантово-каскадных лазерных структур с учетом несимметричных контуров уширения линии излучения/ Д.В. Ушаков, В.К. Кононенко, И.С. Манак // *Квантовая электроника*. 2010. т.40, № 3. С. 195–198.

Hybrid material for conversion of sunlight energy on basis of single walled carbon nanotube and ruthenium dye

S.V. Siprova^{1,2}, G. De Filpo¹, A.I. Mashin², F.P. Nicoletta¹, G. Chidichimo¹

¹ Department of Chemistry, University of Calabria, Italy

² Department of Physics, Lobachevsky State University of Nizhni Novgorod

vikssi@yandex.ru

The sun is a natural, stable, productive, endless source of energy. Seven quadrillions kWh of solar energy fall on the ground per second and 1 kWh is needed for a lamp of 100 Wt to work per 10 hours. The first experimental discovery (A. E. Becquerel, 1839 [1]) and theoretical description (A. Einstein, 1904) of photovoltaic effect have motivated a new age of application of Solar Energy [2]. In the last decades this direction has had some good results, especially in silicon industry. However solar power engineering has several unresolved aspects related to the prevalence, costs and ways of fabrication of the used materials, to the problems in organization industrial production of solar cells, and the main item is the ratio of efficiency and price of the final product. Thus less effective but cheaper, solar cells based on organic materials develop at the beginning of 21st century and become competitive at this time.

Our research is directed to the fabrication and study of new hybrid solar cells, which are a layered structure based on single-walled carbon nanotubes (SWCNT) coated with light-absorbing molecules of the ruthenium dye N3 [3] (Aldrich Prod. No. 703206) (fig.1.b) and conductive organic polymer poly(3- octylthiophene) or liquid electrolyte (I^- / I_3^-). The ruthenium dye N3 in this system has the role as an absorber of sunlight, it generates excitons when absorbing. Electrons excited move to the semiconducting SWCNT, which have Fermi level lower than the conduction-band bottom of dye N3. SWCNTs take the electrons and transfer them to an external circuit, creating an electric current. In the meantime the residual hole can be reduced with electrons from the conductive organic polymer or chemical redox system like iodine liquid electrolyte.

The prototype of these cells is a well-known Grätzel-cell based on nanocrystal titanium (IV) oxide TiO₂ [4]. But in our new system the advantage is BET value [5] of SWCNT. Carbon nanotubes are characterized by area BET 600 m²/g, it is 3 times higher than TiO₂ - 200 m²/g. It provides a larger effective working surface of the cell and as a consequence increases the efficiency. But the use of NT brings problem point in fabrication of the cell. The surface of SWCNT is chemical inert, respectively, there is no possible stable contact for charge transfer between it and connecting groups of dye. To resolve this problem, we suggest to use the bridge-molecule of 1-Pyrenemethanol (fig.1.a). This molecule has the pyrenyl group for connection to the surface of NTs by stacking, (π - π stacking, noncovalent interactions between aromatic rings) (fig.1.c,d). On the other side 1 - Pyrenemethanol (Aldrich Prod. No.

389439) has a hydroxyl group, which can connect with hydroxyl group of ruthenium dye by dipole-dipole interaction for charge transfer.

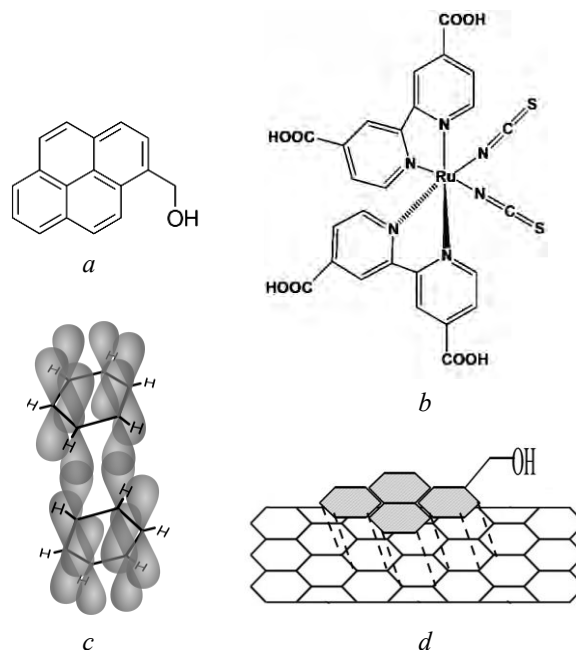


Fig. 1. Bridge-molecule – 1 – Pyrenemethanol (a). Molecule of the ruthenium dye N3 - *cis*-Bis(isothiocyanato)bis(2,2'-bipyridyl-4,4'-dicarboxylato)ruthenium(II) (b). π - π stacking between two aromatic rings (c). Modeling of stacking between surface of NT and pyrenyl group of 1 – Pyrenemethanol (d)

We prepared suspension of SWCNT (Aldrich Prod. No.704121) and 1-Pyrenemethanol in ethanol for the realization of this system. The suspension sonicated for a long time (60 Hz). After SWCNT covered with Pyrenemethanol (SWCNT-OH) it was centrifuged and washed several times. New suspension was prepared from SWCNT-OH and solution of dye in ethanol (1.35×10^{-4} M), and it was sonicated. The film of functionalized SWCNT has put of the glass with transparent conductive oxide (fluorine tin oxide – FTO) by different methods: spin-coater (2000 r.p.m), spray and evaporation in the air at 50 °C. Glasses with FTO are electrodes of final cell. We used the iodine liquid electrolyte I_2/I_3^- (0.5M LiI, 0.005M I₂) as a reducing system. The film is more homogeneous by method of the evaporation in the air. Cells demonstrate some photovoltaic effect when in illumination. Current-voltage characteristic was measured for samples of this methods. The results of more stable cell are: short circuit current 80 μ A/cm² and open circuit voltage 0.7 V. These values

can compete with values of analogical cells. And also it can be improved. The other problem point in our systems is the random deposition of SWCNT inside the film. In this case a large part of surface of SWCNT remains not activated. To resolve this problem, SWCNTs must be vertically oriented to the electrode before of fabrication of the cell, or layer of vertical SWCNT that must be grown directly. Our future research is directed at alignment of SWCNT.

1. Becquerel, A.E. Mémoire sur les effets électriques produits sous l'influence des rayons solaires / A.E. Becquerel // Comptes Rendus. 1839. V. 9. P. 561–561.
2. Petrova-Koch, V. High-efficient low-cost photovoltaics: recent developments / V. Petrova-Koch. // Spinger, 2009. 250 p.
3. Kalyanasundaram, K. Efficient dye-sensitized solar cells for direct conversion of sunlight to electricity / K. Kalyanasundaram, M. Grätzel // Materials Matt. 2009. V. 4, № 4. P. 88–91.
4. Kalyanasundaram, K. Applications of functionalized transition metal complexes in photonic and optoelectronic devices / K. Kalyanasundaram, M. Grätzel // Coordination Chemistry Reviews. 1998. V. 77. P. 347–414.
5. Brunauer, S. Adsorption of Gases in Multimolecular Layers / S. Brunauer, P. H. Emmett, E. Teller // J. Am. Chem. Soc. 1938. V. 60, № 2. P. 309–319.

Спектроскопия нелегированных сверхрешёток GaAs/AlGaAs

Д.С. Смотрин¹, Н.В. Байдусь², А.А. Бирюков², О.С. Комков³, О.Е. Гордюшенков³

¹Нижегородский государственный университет им. Н.И.Лобачевского, Н. Новгород

²Научно-исследовательский Физико-Технический Институт ННГУ им. Н.И.Лобачевского, Н. Новгород

³Санкт-Петербургский государственный электротехнический университет "ЛЭТИ", С.-Петербург

bnv@nifti.unn.ru

Существующий в настоящее время интерес к полупроводниковым сверхрешёткам (СР) GaAs/Al_xGa_{1-x}As связан с возможностью их применения в качестве генераторов СВЧ и ТГц излучений (см., например, [1, 2] и цитированную там литературу). При создании таких СР большую роль играет определение энергетической зонной диаграммы гетероструктур. Настоящая работа посвящена определению энергетического спектра СР на основе измерений спектральных зависимостей фототока, фотолюминесценции и фотоотражения.

Гетероструктуры выращивались методом МОС-гидридной эпитаксии при пониженном давлении на установке AIX 200RF. Общая структура: подложка n⁺ GaAs, буферный слой n⁺ GaAs 0.5мкм, сверхрешетка GaAs/AlGaAs (200 периодов, 17/1.5нм, x(Al)=0.2), контактный слой n⁺ GaAs 0.5 мкм. В некоторых структурах между СР и GaAs помещался переходной слой СР с переменным периодом (до 7 периодов), ширина квантовой ямы в нем увеличивалась на 1 нм на каждый период в направлении удаления от СР. Это было сделано для предотвращения возникновения барьеров на границах СР-GaAs.

Для исследования выращенных структур использовались методы спектроскопии фотолюминесценции (ФЛ), фототока и фотоотражения (ФО).

Для измерения спектральных зависимостей фототока из выращенных гетероструктур изготавливали мезаструктуры с золотым барьером Шоттки (БШ). С использованием методов фотолитографии создавались мезаструктуры диаметром 500 мкм. Омические контакты к БШ создавались напылением Au-Ge с последующим вжиганием при 430°C в течение 30 с.

Все выращенные СР тестировались методом ФЛ. Положение пика ФЛ, измеренной при 77К, соответствует оптическому межзонному переходу e1-hh1, что позволяет определить энергетическое положение дна первой минизоны. ФЛ позволяла получить и другую информацию. Например, обнаружено влияние температуры роста на интенсивность ФЛ, которая изменялась на порядки величины, при изменении температуры в интервале 600 - 800°C. Ширина спектра ФЛ определяется уровнем легирования и неоднородностью параметров СР (толщины ям и барьеров). Минимальная наблюдаемая ширина спектра ФЛ, измеренная на половине

максимальной интенсивности составляла 6 мВ при температуре измерений 77 К. Таким образом, измерения ФЛ позволяли определить оптическое качество гетероструктур, однородность СР и положение дна первой минизоны. Представляло интерес найти способы определения энергий высших минизон методами спектроскопии фототока и фотоотражения.

На рис. 1 представлены спектральные зависимости фототока, измеренные при разных приложенных к БШ напряжениях. В отсутствие смещения фототок обусловлен разделением носителей, генерированных в СР в поле поверхностного барьера, он имеет положительный знак и создается потоком дырок на поверхность. В связи с наличием сильного электрического поля области пространственного заряда (ОПЗ) (до 10кВ/см), мы наблюдаем оптические переходы, связанные с состояниями Ванье-Штарковской лестницы. Квазинейтральный объем а этом случае дает слабый вклад, поскольку диффузионная длина дырок в полупроводнике n-типа небольшая (около 0.1мкм). Тонкая структура спектров не наблюдается вследствие наличия неоднородного электрического поля ОПЗ. При обратном смещении на БШ величина фототока увеличивается, но форма спектра не меняется (на рисунке не показано). Но при приложении к структуре положительного смещения (величина напряжения указана возле соответствующих спектров) в спектре появляются новые особенности. При спрямлении поверхностного барьера фототок, уменьшается, а его знак меняется на противоположный и соответствует потоку электронов на поверхность. Т.к. толщина барьера уменьшилась, то фототок в этом случае обусловлен генерацией неравновесных носителей заряда в квазинейтральной области СР (Δn , Δp) и их пространственным разделением в приложенном к структуре внешнем электрическом поле. Иными словами, наблюдается поперечная объемная фотопроводимость, знак которой противоположен фототоку. Вероятно, наблюдаются особенности связанные с оптическими переходами между дырочными и электронными минизонами. Тонкая структура спектра максимально проявляется при прямом смещении на барьере 0.7 В, т.е. при полном его спрямлении. В этом случае можно наблюдать три полосы, которые, путем сравнения с расчетными энергиями минизон,

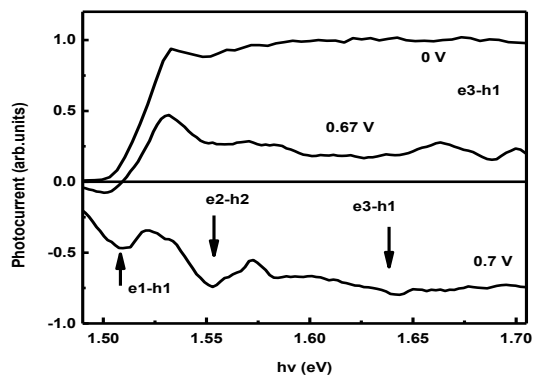


Рис. 1. Спектральные зависимости фототока на барьере Шоттки (77 К) при разных напряжениях, приложенных к барьеру. Величина напряжения указана возле кривых. Стрелками показаны разрешенные оптические переходы.

можно приписать оптическим переходам между минизонами $hh1-e1$, $hh2-e2$ и $hh1-e3$.

На рис. 2 приведены спектры фотоотражения (чёрный) и фотолюминесценции (серый) той же гетероструктуры, измеренные при температуре 85 К. Видно, что модуляционный спектр даёт значительно больше информации об оптических переходах в гетероструктуре, чем традиционная ФЛ. Суть метода фотоотражения заключается в регистрации изменения коэффициента отражения структуры под действием механически прерываемого луча лазера. Фотогенерированные под действием этого луча носители заряда разделяются приповерхностным электрическим полем и частично спрямляют энергетические зоны. Сигнал ФО формируется вследствие квантово-размерного эффекта Штарка.

В первом приближении в межзонных оптических переходах в СР должна соблюдаться четность, т.е. наиболее вероятны переходы между минизонами $hh1-e1$ и $hh2-e2$. Поскольку минизоны имеют конечную ширину (7 мэВ – первая электронная минизона, 28 мэВ – вторая) то соответствующие полосы поглощения будут иметь минимальную и максимальную энергию. Ширина разрешенных минизон тяжелых дырок много меньше (1 мэВ первая, 5 мэВ вторая). Спектральные особенности в фотоотражении следует ожидать при минимальной и максимальной энергии оптических переходов, в связи с возможными скачками комплексной части диэлектрической проницаемости при этих энергиях. На рис. 2 наблюдается удовлетворительное согласие спектров ФО с рассчитанной зонной структурой для СР GaAs(17 nm)/Al_{0,2}Ga_{0,8}As(1.5nm). Однако при расчётах не учитывалось присутствие встроенного приповерхностного электрического

поля. Его наличие приводит к нарушению правил отбора (необходимости соблюдения чётности). Как и в случае одиночных квантовых ям [3], это приводит к наблюдению в модуляционных спектрах также ранее запрещённых по симметрии оптических переходов (см. рис.2).

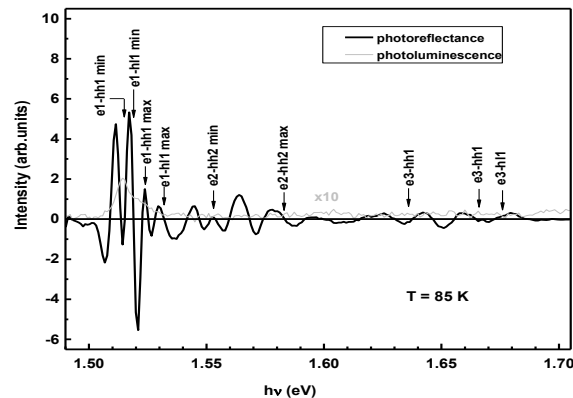


Рис. 2. Спектры фотоотражения и фотолюминесценции гетероструктуры со сверхрешеткой GaAs(17 nm) / Al_{0,2}Ga_{0,8}As (1.5nm). Стрелками показаны энергии предполагаемых минимальных (min) и максимальных энергий (max) оптических переходов между соответствующими минизонами.

Таким образом, показана перспективность методов спектроскопии фототока барьеров Шоттки и фотоотражения для определения зонной структуры сверхрешеток GaAs/AlGaAs, а также для более точного определения геометрических параметров СР. Для повышения точности необходимы дополнительные расчеты зонной структуры СР в электрическом поле и вероятностей оптических переходов.

Авторы выражают благодарность Алешкину В.Я. за предоставление программы расчета энергетического спектра сверхрешеток. Работа поддержана грантом РФФИ (проект 10-02-00501-а) и грантом Президента РФ для молодых ученых – кандидатов наук (МК-3996.2011.8).

1. Karl Leo: High-Field Transport in Semiconductor Superlattices, STMP 187, Springer-Verlag Berlin Heidelberg 2003, 249 P.

2. А.А.Андронов, Е.П.Додин, Д.И.Зинченко, Ю.Н.Ноздрин. Транспорт в сверхрешетках GaAs/Al_xGa_{1-x}As с узкими запрещенными минизонами: эффекты межминизонного туннелирования // Физика и техника полупроводников, 2009, том.43, вып.2, стр. 240-247.

3. А.Н. Пихтин, О.С. Комков, К.В. Базаров. Влияние внешнего электрического поля на вероятность оптических переходов в квантовых ямах InGaAs/GaAs // ФТП. 2006. Т.40. вып. 5. С. 608-613.

Отклик биосенсора на нанопроводе в присутствии заряженных частиц в растворе

И.И. Соловьев¹, П.А. Крутицкий², В.В. Колыбасова³, И.А. Девятов¹, В.А. Крупенин³

¹НИИЯФ имени Д. В. Скобелевца МГУ им. М. В. Ломоносова, Москва

²Институт прикладной математики им. М. В. Келдыша РАН, Москва

³Физический факультет МГУ им. М. В. Ломоносова, Москва

isol@phys.msu.ru

Введение

В последнее время большой интерес вызывает теоретическое и экспериментальное исследование полупроводниковых транзисторов с наноразмерным каналом с целью их использования в биологии и медицине. Использование наноразмерного полупроводникового канала в качестве активной части биосенсора обеспечивает большее отношение поверхности сенсора к его объему по сравнению с обычными полупроводниковыми полевыми транзисторами, что увеличивает его чувствительность до рекордного значения 4×10^{-5} е Гц^{-0.5} [1] при 25 К, полученного при использовании нанопроволоки из InAs, что на порядки выше чувствительности обычных полевых транзисторов и наномеханических систем. Важно отметить, что высокая чувствительность транзистора на нанопроводе не ухудшается радикально с увеличением температуры (6×10^{-5} е Гц^{-0.5} при 198 К [1]), что принципиально важно для его биологических и медицинских применений. На основе транзисторов с наноканалом были продемонстрированы прототипы высокочувствительных устройств детектирования исключительно низких концентраций белков, нуклеиновых кислот, вирусов, бактерий, а также функционирования одиночной клетки.

Задача о влиянии заряженных частиц на проводимость канала полупроводникового транзистора на нанопроводе рассматривалась ранее либо исключительно в рамках сильно упрощенной «одномерной» теоретической модели [2], либо решалась численно [3]. В данной работе мы представляем аналитическое решение задачи о влиянии заряженных частиц на проводимость канала полупроводникового транзистора на нанопроводе в явном виде для двумерной модели, позволяющее проследить изменение распределения электрического потенциала в канале транзистора и электролите в зависимости от положения детектируемых заряженных частиц и оценить чувствительность биосенсора на основе транзистора с каналом - нанопроводом.

Постановка задачи

Биосенсор на основе полупроводникового транзистора с каналом - нанопроводом представляет собой трехполюсное устройство. Посредством электрода затвора изменяется проводимость канала, электроды стока и истока, примыкающие к каналу, позволяют считывать это изменение. Биологические рецепторы, иммобилизованные на поверхности канала путем химической модификации его поверхности, необходимы для высокоспецифично-

го и высокоаффинного связывания с частицами аналита в буферном растворе. Связывание рецепторов с заряженными частицами аналита обеспечивает изменение поверхностного потенциала полупроводникового канала, вызывая модуляцию его проводимости, которая обрабатывается детектирующей системой.

Для простоты рассмотрения этого взаимодействия ограничимся вначале одной заряженной частицей аналита. Введем полярную систему координат, $\vec{r} = \vec{r}(\rho, \alpha)$, с центром в центре нанопровода и будем отсчитывать углы от оси, соединяющей центр координат с центром частицы, так что компоненты вектора положения частицы: $\rho_0 = |\vec{r}_0|$ и $\alpha_0 = 0$ (см. рис. 1). Для внутренней области нанопровода и области аналита можно записать уравнения Пуассона:

$$(\nabla^2 - \kappa_1^2)\varphi_1(\vec{r}) = 0, \quad \rho < R \quad (1a)$$

$$(\nabla^2 - \kappa_2^2)\varphi_2(\vec{r}) = -Q\delta(\vec{r} - \vec{r}_0), \quad \rho > R \quad (1b)$$

где $\varphi_{1,2}$ – потенциал в области нанопровода и электролита соответственно, $\kappa_{1,2} = \lambda_{1,2}^{-1}$ обратные характерные длины дебаевского экранирования в этих областях, R – радиус нанопровода, $Q = zq/\varepsilon_2$ – заряд частицы, отнесенный к диэлектрической проницаемости электролита, q – единичный заряд, z – зарядовое число. Граничные условия задачи на границе нанопровода выглядят следующим образом:

$$\varphi_1(\rho, \alpha)|_{\rho=R} = \varphi_2(\rho, \alpha)|_{\rho=R}, \quad (2a)$$

$$\varepsilon_1 \frac{\partial \varphi_1(\rho, \alpha)}{\partial \rho} \Big|_{\rho=R} = \varepsilon_2 \frac{\partial \varphi_2(\rho, \alpha)}{\partial \rho} \Big|_{\rho=R}, \quad (2b)$$

где $\varepsilon_{1,2}$ – диэлектрические проницаемости нанопровода и электролита соответственно. На бесконечности должно выполняться условие: $\varphi_2(\rho, \alpha) \rightarrow 0$ при $\rho \rightarrow \infty$.

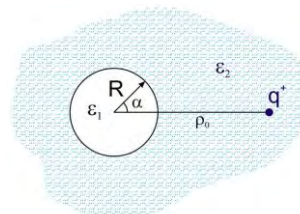


Рис. 1. Области решения двумерной задачи. R – радиус нанопровода, $\rho_0 = |\vec{r}_0|$ – расстояние от центра нанопровода до заряженной частицы, α – угол отсчитанный от оси, соединяющей центр нанопровода с центром частицы ($\alpha_0 = 0$).

Численные расчеты показывают, что в виду малой толщины оксидного слоя, образующегося на поверхности нанопровода, его учет приближенно можно свести к скачку потенциала [4]. Наличие дефектов оксидного слоя приводит к дополнительному падению потенциала и уменьшению индуцированного заряда. Поэтому совместное решение уравнений (1)-(2), не учитывая оксидный слой, позволяет теоретически оценить предельную чувствительность рассматриваемой системы детектора.

Решение

Через $K_n(z)$ и $I_n(z)$ обозначим функции Макдональда и Инфельда соответственно. Фундаментальное решение уравнения Гельмгольца на плоскости, $(\Delta - \kappa^2)E_2 = \delta(\vec{r} - \vec{r}_0)$, имеет вид:

$$E_2(\vec{r}) = -\frac{1}{2\pi} K_0(\kappa|\vec{r} - \vec{r}_0|). \tag{2}$$

Выделяя в решении уравнения (1б) функцию источника, его общее решение можно искать в следующей форме:

$$\varphi_2(\vec{r}) = \tilde{\varphi}_2(\vec{r}) + f(\vec{r}), \tag{3}$$

где с учетом $|\vec{r} - \vec{r}_0| = \sqrt{\rho^2 + \rho_0^2 - 2\rho\rho_0 \cos(\alpha)}$ для функции f , в области $\rho < \rho_0$ справедливо разложение:

$$f(\rho, \alpha) = \frac{Q}{2\pi} K_0(\kappa_2|\vec{r} - \vec{r}_0|) = \frac{Q}{2\pi} \left(I_0(\kappa_2\rho)K_0(\kappa_2\rho_0) + 2\sum_{n=1}^{\infty} I_n(\kappa_2\rho)K_n(\kappa_2\rho_0)\cos(n\alpha) \right)$$

Для решения задачи удобно применить метод разделения переменных. Учитывая условие на бесконечности и конечность потенциала внутри нанопровода, функции потенциалов φ_1 и $\tilde{\varphi}_2$ можно разложить в ряд Фурье аналогично функции f :

$$\varphi_1(\rho, \alpha) = a_0 \frac{I_0(\kappa_1\rho)}{I_0(\kappa_1R)} + \sum_{n=1}^{\infty} (a_n \cos(n\alpha) + b_n \sin(n\alpha)) \frac{I_n(\kappa_1\rho)}{I_n(\kappa_1R)}$$

$$\tilde{\varphi}_2(\rho, \alpha) = A_0 \frac{K_0(\kappa_2\rho)}{K_0(\kappa_2R)} + \sum_{n=1}^{\infty} (A_n \cos(n\alpha) + B_n \sin(n\alpha)) \frac{K_n(\kappa_2\rho)}{K_n(\kappa_2R)}$$

Подстановка данных разложений в граничное условие (2а) с учетом (3) дает первую систему уравнения для определения коэффициентов рядов a_n, A_n , при этом оказывается, что $b_n = B_n = 0$. Вторая система получается при дифференцировании этих рядов по радиусу ρ и подстановке в (2б) с учетом (3). Решение этих двух систем позволяет найти функции потенциала в обеих областях в явном виде [5].

Решение задачи легко обобщить на случай произвольного количества частиц. Для этого введем фиксированную полярную систему координат с центром в центре нанопровода, такую что (ρ, α) – полярные координаты точки наблюдения, а (ρ_j, α_j) – координаты j -ой заряженной частицы. Для области $\rho < \min(\rho_j)$ сохраняется возможность разложения функции источников, в котором необходимо произвести замену угла в аргументе косинуса ($\cos(n\alpha)$ на $\cos(n(\alpha - \alpha_j))$) и просуммировать по всем заряженным частицам:

$$f(\vec{r}) = \frac{1}{2\pi} \sum_j Q_j [I_0(\kappa_2\rho)I_0(\kappa_2\rho_j) + 2\sum_{n=1}^{\infty} I_n(\kappa_2\rho)K_n(\kappa_2\rho_j) (\cos(n\alpha_j)\cos(n\alpha) + \sin(n\alpha_j)\sin(n\alpha))]$$

Для определения всех четырех наборов коэффициентов аналогичным образом составляются четыре системы уравнений, которые также позволяют найти решение в явном виде.

При равномерном покрытии наноканала транзистора заряженными частицами аналита угловая зависимость потенциала пропадает, и решение в рассматриваемых областях принимает простой вид:

$$\varphi_1(\rho) = a_0 \frac{I_0(\kappa_1\rho)}{I_0(\kappa_1R)}, \tag{4а}$$

$$\varphi_2(\rho) = A_0 \frac{K_0(\kappa_2\rho)}{K_0(\kappa_2R)} + \frac{Q_\Sigma}{2\pi} I_0(\kappa_2\rho)K_0(\kappa_2\rho_0), \tag{4б}$$

где коэффициенты a_0 и A_0 могут быть явно выражены следующим образом:

$$a_0 = A_0 + \frac{Q_\Sigma}{2\pi} I_0(\kappa_2R)K_0(\kappa_2\rho_0),$$

$$A_0 = \frac{Q_\Sigma}{2\pi} K_0(\kappa_2\rho_0)K_0(\kappa_2R) \times \frac{\varepsilon_2\kappa_2 I_1(\kappa_2R)I_0(\kappa_1R) - \varepsilon_1\kappa_1 I_1(\kappa_1R)I_0(\kappa_2R)}{\varepsilon_2\kappa_2 K_1(\kappa_2R)I_0(\kappa_1R) + \varepsilon_1\kappa_1 I_1(\kappa_1R)K_0(\kappa_2R)},$$

где Q_Σ – суммарный заряд источника, отнесенный к диэлектрической проницаемости электролита.

Выражения (4а), (4б) позволяют получить в явном виде выражения для емкостей нанопровода и электролита:

$$C_1 = 2\pi\varepsilon_1 \cdot R\kappa_1 \frac{I_1(R\kappa_1)}{I_0(R\kappa_1)}, \quad C_2 = \pi\varepsilon_2 \cdot R\kappa_2 \frac{K_1(R\kappa_2)}{K_0(R\kappa_2)},$$

а также оценить чувствительность биосенсора по относительной модуляции проводимости канала - нанопровода, которая для малых концентраций примесей в канале, при $\rho_0 \approx R$, может быть выражена простой формулой:

$$\frac{\Delta\sigma}{\sigma} = \frac{q}{k_B T} \frac{\int \varphi_1 dS}{L_{nw} S} \approx \frac{1}{2\sqrt{2}\pi} \frac{zq}{\sqrt{\varepsilon_2 k_B T I R L_{nw}}} \frac{K_0(R\kappa_2)}{K_1(R\kappa_2)}, \tag{5}$$

где L_{nw} – длина нанопровода, I – ионная сила раствора, T – температура, k_B – константа Больцмана. Оценивая количество заряда $z = 2\pi R L_{nw} / S_m$, где S_m – площадь отпечатка молекулы на нанопровode, при $R \gg \kappa_2^{-1}$, окончательно получим:

$$\frac{\Delta\sigma}{\sigma} \approx \frac{q}{\sqrt{2\varepsilon_2 k_B T I S_m}}. \tag{6}$$

Авторы благодарны М. Ю. Куприянову и А. В. Семенову за полезное обсуждение проблемы.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ № 11-02-12122-офи-м-2011.

1. J Salfi., I. Savelyev G. et al., Nature Nanotechnology 5, 737, 2010.
2. Gao X.P.A., Zheng G. et al, Nano Lett. 10, 547-552, 2010.
3. Nair P. R., Alam M. A. IEEE Trans Electron. Dev. 54, 3400, 2007.
4. Windbacher T., Sverdlov V. et al, BIOSTEC 2009, CCIS 52, 85–95, 2010.
5. Крутицкий П.А., Влияние заряженных частиц на проводимость канала – нанопровода полевого транзистора, как основы биосенсора / П.А. Крутицкий, И.И. Соловьев, В.В. Колыбасова, И.А. Девятон, В.А. Крупенин // Радиотехника и электроника, 2012, принято в печать.

Фотоиндуцированное и равновесное поглощение света в квантовых точках Ge/Si

А.Н. Софронов¹, Л.Е. Воробьев¹, Д.А. Фирсов¹, В.А. Шалыгин¹, В.Ю. Паневин¹,
А.И. Якимов², А.В. Двуреченский², А.А. Tonkikh³

¹Санкт-Петербургский государственный политехнический университет, С.-Петербург

²Институт физики полупроводников СО РАН, Новосибирск

³Max Planck Institute of Microstructure Physics, Germany

sofronov@rphf.spbstu.ru

Важное место в развитии кремниевой оптоэлектроники занимают наноструктуры на основе квантовых точек Ge/Si благодаря возможности организации ближней ИК оптической связи между различными элементами интегральных схем, построенных в рамках существующей кремниевой технологии [1]. Оптические свойства структур с квантовыми точками Ge/Si в средней ИК области также представляют немалый интерес как в связи с возможностью создания детекторов среднего ИК излучения на основе этой системы, так и с точки зрения фундаментальной физики. Ряд исследований в этом направлении уже проведен (см., например, [2,3]), однако вопрос о поляризационных зависимостях внутризонного поглощения света на межуровневых переходах дырок и особенностях внутризонного поглощения при неравновесном заполнении возбужденных состояний квантовой точки исследован недостаточно.

В настоящей работе приведены результаты исследований равновесного и фотоиндуцированного поглощения поляризованного излучения среднего ИК диапазона при межзонном фотовозбуждении неравновесных дырок. Исследовались две группы структур с самоорганизованными квантовыми точками Ge/Si. Первый тип структур выращен в ИФП СО РАН методом молекулярно-пучковой эпитаксии на подложке КЭФ-5, ориентированной в направлении [001]. Структура состояла из 10 слоев квантовых точек, каждый из которых получался при напылении 8 монослоев германия. Каждый слой точек зарастивался собственным кремнием толщиной 100 нм. Плотность точек оценивается как $3 \times 10^{11} \text{ см}^{-2}$. Имелись нелегированный и легированный образцы, легирование осуществлялось в дельта-слое, сдвинутом на 5 нм от квантовых точек, до концентрации $8 \times 10^{11} \text{ см}^{-2}$. Второй тип структур выращивался в Институте физики микроструктур Макса Планка (Германия) методом молекулярно-пучковой эпитаксии на кремниевой подложке с удельным сопротивлением 1 кОм·см. Структура также содержала 10 слоев точек, разделенных 15 нм барьерами. Плотность точек составляла $2 \times 10^{11} \text{ см}^{-2}$. Имелись четыре образца с разным уровнем легирования – 0, 4, 8 и $12 \times 10^{11} \text{ см}^{-2}$. Изученные две группы структур отличались режимами роста и, следовательно, размерами квантовых точек. Из структуры были изготовлены образцы для исследований в многопроходной геометрии.

В образцах первого типа измерены спектры фотоиндуцированного поглощения поляризованного света при межзонном возбуждении дырок.

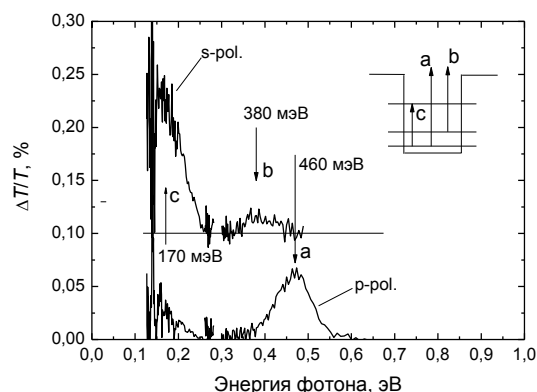


Рис. 1. Спектры фотоиндуцированного поглощения нелегированной структуры с квантовыми точками первого типа для *s*-поляризации и *p*-поляризации излучения. Кривая 1 поднята на 0,1 % для наглядности. Интенсивность межзонной накачки около 0.8 Вт/см^2 , $T = 300 \text{ К}$. На вставке показана схема оптических переходов дырок.

Для излучения *p*-поляризации наблюдается довольно широкий пик поглощения в области энергии кванта около 460 мэВ, а также монотонный рост поглощения в длинноволновой области спектра. Излучение *s*-поляризации интенсивно поглощается в достаточно широкой области в районе 170 мэВ, однако можно заметить и еще одну слабую полосу поглощения в области 380 мэВ. При энергиях кванта менее 120 мэВ начинается область решеточного поглощения в кремнии, потому в этой спектральной области измерения оптического пропускания крайне затруднены, даже при использовании фотомодуляционной методики измерений.

Наблюдаемая спектральная особенность фотоиндуцированного поглощения в *p*-поляризации, обусловлена фотоионизацией квантовой точки. Рост поглощения в длинноволновой области, возможно, связан с поглощением на свободных носителях заряда в подложке.

Сильное поглощение света *s*-поляризации в области энергий кванта около 170 мэВ связывается с межуровневыми оптическими переходами дырок между первым и третьим уровнями. Энергия такого

перехода хорошо согласуется с имеющимися литературными данными.

Слабый пик при $\hbar\omega = 380$ мэВ обусловлен заполнением дырками второго уровня квантовой точки и оптическими переходами с этого уровня в сплошной спектр состояний над барьером. Это подтверждается величиной сдвига максимума этого пика относительно пика поглощения в p -поляризации, равной 80 мэВ, что соответствует расстоянию между основным и возбужденным состояниями квантовой точки. Измеренные зависимости величины фотоиндуцированного поглощения от интенсивности возбуждающего излучения подтверждают высказанные предположения.

В структурах второго типа измерены спектры равновесного поглощения поляризованного света для образцов с разным уровнем легирования. На рис. 2 показано отношение оптического пропускания образца с уровнем легирования $12 \times 10^{11} \text{ см}^{-2}$ к пропусканию нелегированного образца. Заметим, что такой уровень легирования соответствует полному заполнению основного состояния квантовых точек дырками.

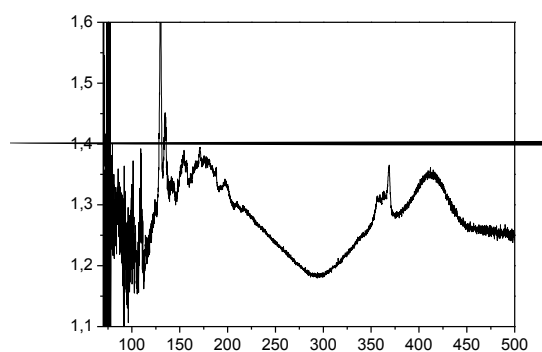


Рис. 2. Отношение равновесных спектров пропускания легированной и нелегированной структуры с квантовыми точками второго типа для s -поляризации (1) и p -поляризации (2), $T = 300$ К. На вставке показана схема оптических переходов.

Наличие носителей заряда на основном уровне квантовой точки приводит к появлению поглощения света p -поляризации в области энергий кванта около 300 мэВ, а также к различному поглощению света обеих поляризаций в области энергий кванта 100 мэВ. Кроме этого, из данных на рис. 2 следует, что в области энергий кванта около 410 мэВ происходит просветление образца, обусловленное наличием дырок на основном уровне размерного квантования.

Пик поглощения в p -поляризации связывается с фотоионизацией квантовой точки, поглощение вблизи 100 мэВ обусловлено межуровневыми переходами дырок. Наличие поглощения в нелегированном образце справа от пика фотоионизации, которое уменьшается с ростом заполнения основного

состояния точки, однозначно определяет природу этого пика как связанного с межзонным поглощением света, при этом форма пика говорит о переходах между дискретными состояниями. Таким образом, просветление структуры при энергиях кванта вблизи 410 мэВ с ростом уровня легирования может быть связано с межзональными переходами электронов из основного состояния квантовой точки в состояние потенциальной ямы, появляющейся в зоне проводимости на гетерогранице со стороны кремния из-за неоднородного пространственного распределения упругих деформаций в многослойной структуре [4]. Полученный эффект является квантово-размерным аналогом эффекта Бурштейна-Мосса в объемных полупроводниках.

Следует отметить, что размеры квантовых точек в двух изученных типах структур различны из-за разных режимов роста. Из полученных данных можно заключить, что квантовые точки в структуре второго типа имеют меньшие размеры. Соответственно, происходит увеличение энергии основного состояния дырки, что отражается в «красном» смещении пика фотоионизации квантовой точки в структуре второго типа по сравнению со структурой первого типа. Также можно считать, что в структуре первого типа не происходит образования потенциальной ямы для электронов на гетерогранице германия и кремния.

В работе исследовано равновесное и фотоиндуцированное поглощение поляризованного света, связанное с оптическими переходами дырок в квантовых точках Ge/Si двух типов. Полученные данные могут быть полезны при разработке детекторов среднего инфракрасного излучения на базе наноструктур с квантовыми точками Ge/Si.

Работа поддержана грантами РФФИ и ФЦП «Научные и научно-педагогические кадры инновационной России» на 2009–2013 годы.

1. Антонов А.В. SiGe гетероструктуры с самоформируемыми наноструктурами для элементов кремниевой оптоэлектроники / А.В. Антонов, Ю.Н. Дроздов, З.Ф. Красильник и др. // «Полупроводники 2009», 28 сентября–3 октября 2009 г., Новосибирск. Тезисы докладов. – 2009. – С. 310

2. Yakimov A.I. Depolarization shift of the in-plane polarized interlevel resonance in a dense array of quantum dots / A.I. Yakimov, A.V. Dvurechenskii, N.P. Stepina, and A. I. Nikiforov // Phys. Rev. B. — 2000. — Vol. 62. — Pp. 9939–9942.

3. Yakimov A.I. Interlevel Ge/Si quantum dot infrared photodetector / A.I. Yakimov, A.V. Dvurechenskii, A.I. Nikiforov, Y.Y. Proskuryakov // Journal of Applied Physics. — 2001. — Vol. 89, no. 10. — Pp. 5676–5681.

4. Yakimov A. I. Electronic states in Ge/Si quantum dots with type-II band alignment initiated by space-charge spectroscopy / A. I. Yakimov, A. V. Dvurechenskii, A. I. Nikiforov, A. A. Bloshkin, A. V. Nenashev, and V. A. Volodin // Phys. Rev. B. – 2001. – Vol. 73. – P. 115333.

Особенности остаточной фотопроводимости в гетероструктурах InAs/AlSb с двойными квантовыми ямами с туннельно-прозрачным барьером

К.Е.Спирин¹, С.С. Криштопенко¹, К.В.Маремьянин¹, В.И.Гавриленко¹, Ю.Г.Садофьев²

¹Институт физики микроструктур РАН, Н. Новгород

²Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, Москва

spirink@ipmras.ru

В последние годы во всём мире наблюдается значительный интерес к полупроводниковым структурам, характеризующимся не только высокой подвижностью носителей заряда, но и большим спиновым расщеплением в энергетическом спектре. Гетероструктуры на основе узкозонных полупроводников, таких как InAs, InSb и бесщелевых полупроводников HgSe, HgTe, в которых эффекты спин-орбитального взаимодействия выражены сильнее, чем в других полупроводниковых гетероструктурах, являются наиболее привлекательными для таких приложений.

Исследуемые в настоящей работе гетероструктуры InAs/AlSb характеризуются большой величиной разрыва зон на гетерогранице (1.35 эВ), малой эффективной массой электронов ($0.03 m_0$), большим значением g -фактора и высокой подвижностью (до $3 \cdot 10^4$ см²/В·с при $T = 300$ К и до $9 \cdot 10^5$ см²/В·с при $T = 4.2$ К). В таких структурах наблюдаются эффекты спин-орбитального расщепления спектра состояний в зоне проводимости в нулевом магнитном поле [1], вызванные как SIA (расщепление Рашбы) [2], так и BIA (расщепление Дрессельхауза) [3]. Хорошо известно, что даже в номинально нелегированных структурах InAs/AlSb присутствует двумерный (2D) электронный газ с концентрацией порядка 10^{12} см⁻². Ранее авторами были начаты исследования структур на основе InAs/AlSb с двойными квантовыми ямами (КЯ) с широким разделительным барьером [4] и определены значения концентраций ионизованных доноров с обеих сторон от ям, что позволило конкретизировать предложенный ранее механизм биполярной остаточной фотопроводимости в таких структурах. В настоящей работе продолжены исследования двойных КЯ с более тонкими межъямными барьерами и выявлены особенности остаточной фотопроводимости (ОФП), в случае, когда разделяющий барьер является туннельно-прозрачным.

Гетероструктуры InAs/AlSb выращивались методом молекулярно-пучковой эпитаксии на полупроводниковых подложках GaAs(100) аналогично [5]. Активная часть структуры состояла из нижнего барьера AlSb толщиной 15 нм, КЯ InAs толщиной 15 нм, разделяющего барьера AlSb толщиной 0.6–1,8 нм, второй КЯ InAs толщиной 15 нм, верхнего барьерного слоя AlSb толщиной 35 нм и покрывающего слоя GaSb, защищающего AlSb от реакции с парами воды на воздухе. Параметры исследуемых образцов приведены в таблице 1.

Таблица 1.

Параметры исследуемых образцов

Образец	$n_s \cdot 10^{11}$ см ⁻² 1QW	$n_s \cdot 10^{11}$ см ⁻² 2QW	Ширина барьера
C403	6.0	2.1	0.6 нм
C416	4.7	2.2	1.2 нм
C419	4.9	2.1	1.8 нм

При исследовании ОФП использовались образцы прямоугольной формы геометрии Ван-дер-Пау. Через образец пропусклся постоянный ток $I = 100$ мкА. Образцы, размещались в центре сверхпроводящего соленоида в гелиевом криостате, все измерения проводились при температуре 4.2 К. С помощью гибкого многожильного световода образец освещался монохроматическим излучением с выхода решеточного монохроматора МДР-23 [6]. Измерялись установившиеся продольное R_{xx} и холловское R_{xy} сопротивления при развертке магнитного поля, значения которых записывались в память ЭВМ как функции магнитного поля. Суммарная концентрация электронов в образце определялась по величине холловского сопротивления, а концентрации 2D электронов в каждой из квантовых ям – из фурье-анализа осцилляций Шубникова – де Гааза (ШдГ).

На **Рис. 1** представлены определенные из фурье-анализа осцилляций ШдГ значения концентрации 2D электронов в зависимости от длины волны подсветки λ в образце в широком разделяющем барьере. Видно, что концентрация 2D электронов во 2-ой яме постоянная с точностью до погрешности определения, в то время как концентрация электронов в 1-ой (ближней к поверхности) яме превышает темновую при $\lambda > 900$ нм (положительная ОФП) и меньше темновой при $\lambda < 900$ нм (отрицательная ОФП). При $\lambda \leq 600$ нм концентрация 2D электронов в 1-ой яме падает настолько, что становится неотличимой от концентрации во 2-ой яме. При этом суммарная концентрация носителей в образце, определенная из измерений эффекта Холла (круглые символы), примерно вдвое превышает концентрацию в каждой из ям. Аналогичные результаты были получены в работе [4] для двойных КЯ с широкими разделительными барьерами. Измерения концентраций в условиях ОФП для образца с самым тонким

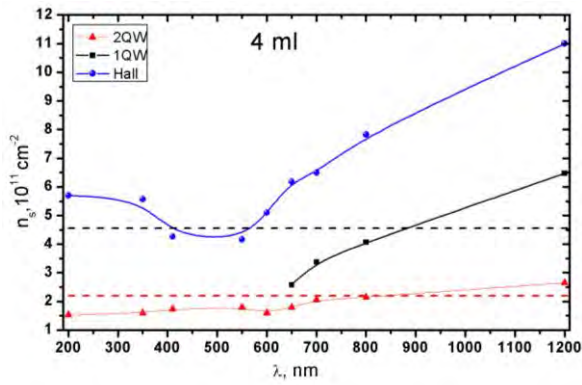


Рис. 1. Зависимости концентрации 2D электронов в КЯ в образце С403 от длины волны падающего излучения. Горизонтальными пунктирными линиями показаны темновые значения концентрации.

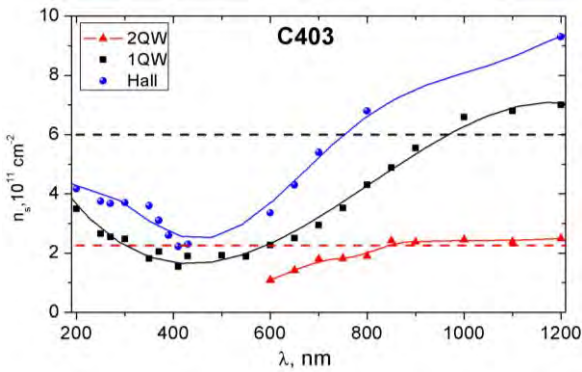


Рис. 2. Зависимости концентрации 2D электронов в КЯ в образце С416 от длины волны падающего излучения. Горизонтальными пунктирными линиями показаны темновые значения концентрации.

барьером 0.6 нм (см. **Рис.2.**) дают принципиально другой результат. В образце С403 на участке $1200 > \lambda > 600$ нм концентрации электронов снижаются при уменьшении длины волны подсветки, как и на **Рис.1**, однако при $\lambda < 600$ нм концентрация 2D электронов во 2-ой яме становится ненаблюдаемо малой, и заполненной остается только 1-я КЯ, что подтверждается результатами измерений эффекта Холла (небольшое отличие холловской концентрации и концентрации в 1-ой КЯ мы связываем с существованием параллельного канала проводимости).

Для объяснения экспериментальных результатов с использованием 8-зонного гамилтониана Кейна (см. [4]) был проведен расчет электронного спектра в образце С403. Потенциальный профиль квантовых ям предполагался прямоугольным, что оправдано для области длин волн подсветки 400-600 нм (область сильной отрицательной ОФП), когда исчезает асимметрия структуры, связанная с наличием ионизованных доноров на поверхности покрывающего слоя (ср.[4]). Как видно из **Рис.3**, туннельная прозрачность барьера приводит к за-

метному расщеплению уровня (подзоны) размерного квантования. На **Рис.4** представлены расчи-

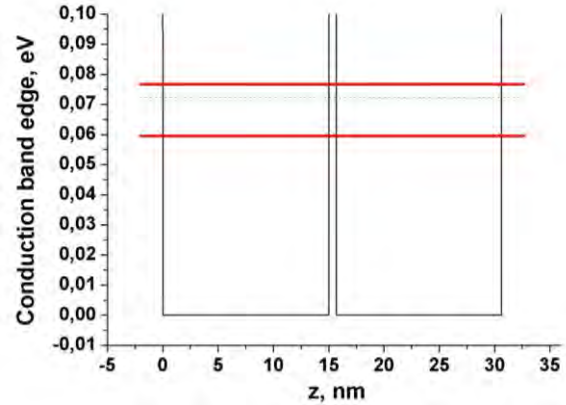


Рис. 3. Уровни размерного квантования в образце С403 (сплошные линии). Пунктиром показано положение уровня в системе туннельно несвязанных КЯ.

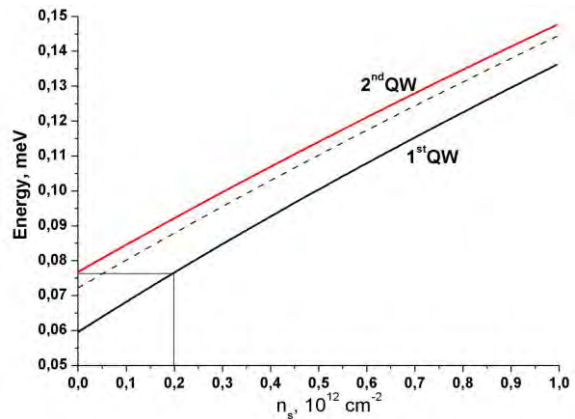


Рис. 4 Рассчитанные зависимости энергии Ферми в образце С403 в 1-ой и 2-ой подзонах размерного квантования от концентрации.

танные зависимости энергии Ферми в этих двух подзонах размерного квантования от концентрации. Видно, что при концентрациях менее $2 \cdot 10^{11}$ cm^{-2} (что соответствует области длин волн 400-600 нм на **Рис.2**) в структуре действительно заполненной оказывается лишь нижняя подзона.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (гранты 11-02-93111, 12-02-00940), РАН, Минобрнауки РФ (ГК 16.552.11.7007, П805) и Фонда некоммерческих программ “Династия”.

- 1.S.D. Ganichev et al. Phys. Rev. Lett., **92**, P.256601 (2004).
- 2.Ю.А. Бычков, Э.И. Рашба. Письма ЖЭТФ, **39**, 66 (1984).
- 3.G. Dresselhaus. Phys. Rev., **100**, 580 (1955).
- 4.В.И.Гавриленко и др. ФТП, **44**, выпуск 5, с. 642, (2010)
- 5.Yu. G. Sadofyev et al. Appl. Phys. Lett. **81**, 1833 (2002).
- 6.В.Я. Алешкин и др. ФТП, **39**, 30 (2005).

Микрорезонаторы на основе структур кремния-германия для фотонных приложений

М.В. Степихова¹, Н.В. Юрасова¹, А.Ю. Климов¹, Д.А. Пряхин¹, А.С. Коломийцев²,
М.В. Шалеев¹, Л.В. Красильникова¹, О.А. Агеев², В.Г. Шенгуров³, З.Ф. Красильник¹

¹ Институт физики микроструктур РАН, Н. Новгород

² Технологический Институт Южного Федерального Университета, Таганрог

³ НИФТИ ННГУ им. Н.И. Лобачевского, Н. Новгород

mst@ipm.sci-nnov.ru

Тенденции к интеграции компонент микроэлектроники и фотоники на кремнии получили значительное развитие в последнее время [1]. Высокий коэффициент преломления и низкое значение коэффициента поглощения в ближнем ИК диапазоне открывают возможности реализации на кремнии фотонных структур с разнообразием оптических функций, совместимых с технологиями CMOS. В литературе сообщалось о создании быстродействующих оптических модуляторов на кремнии [2], оптических переключающих устройств [3], лазерных источников излучения [4] и др. Значительный интерес здесь вызывают микрорезонаторные структуры, в частности дисковые и кольцевые резонаторы с размерами, сравнимыми с длиной волны излучения. В силу малости размера, резонаторы этого типа легко интегрируются в схемы микроэлектроники, и, обладая высокой добротностью ($Q \sim 10^8$ [5]), и малым модовым объемом, имеют широкий спектр практических применений. Прежде всего, это - область фундаментальных исследований явлений квантовой электродинамики [5], нелинейной оптики [6], создание лазеров с предельно низким порогом генерации [7,8], миниатюрных биосенсоров [9], схем оптической фильтрации, задержки [10] и др.

В данной работе рассмотрены технологические принципы формирования микродисковых резонаторов на базе структур кремния-германия, излучающих в диапазоне 1.54 μm . Дисковые резонаторы были получены методами плазмохимического травления и высокопрецизионного травления фокусированным ионным пучком. В работе приводятся результаты теоретического расчета резонаторов этого типа, обсуждаются возможности их сопряжения с другими фотонными компонентами на кремниевом чипе.

Дисковые резонаторы формировались на базе светоизлучающих структур $\text{Si}/\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x:\text{Er}/\text{Si}$, характеризующихся высокой внешней квантовой эффективностью фотолюминесценции ($\eta_{\text{ext}} \sim 6 \cdot 10^{-5}$, $T = 77 \text{ K}$) [11]. Непосредственно в работе использовалась структура $\text{Si}/\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x:\text{Er}/\text{Si}$ с толщиной гетерослоя 2.2 μm , содержанием германия 30% и степенью релаксации слоя, RES, $\sim 6\%$. Толщина покровного слоя кремния не превышала 0.5 μm .

На первом этапе формировались дисковые мезоструктуры диаметром 40 μm , протравленные на глубину, существенно превышающую суммарную толщину покровного слоя и гетерослоя $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x:\text{Er}$. Структуры формировались на установке плазмохимического травления PlasmaLab 80Plus. В качестве основного травящего агента использовался гексафторид серы. Поскольку травление с помощью SF6 носит изотропный характер, для повышения анизотропии в плазмообразующую смесь добавлялся фреон-23 (CHF3), способствующий формированию пассивирующего слоя на вертикальных поверхностях обрабатываемой структуры. Травление проводилось при следующих условиях: потоки SF6 и CHF3 50 sccm и 5 sccm, соответственно. Давление в реакторе 15 mTorr, мощность 50 W. После проведения процесса травления защитная фоторезистивная маска удалялась в кислородной плазме. Высота сформированных дисков по данным интерферометрических измерений (измерения проводились на интерферометре Talysurf CCI 2000) составляла $\sim 3.2 \mu\text{m}$.

На следующем этапе использовался метод высокопрецизионного травления фокусированным ионным пучком (ФИП). В основе метода лежит локальное ионно-лучевое травление материалов ионами галлия с размерами ионного пучка 10 – 15 nm. Формирование резонаторов производилось на

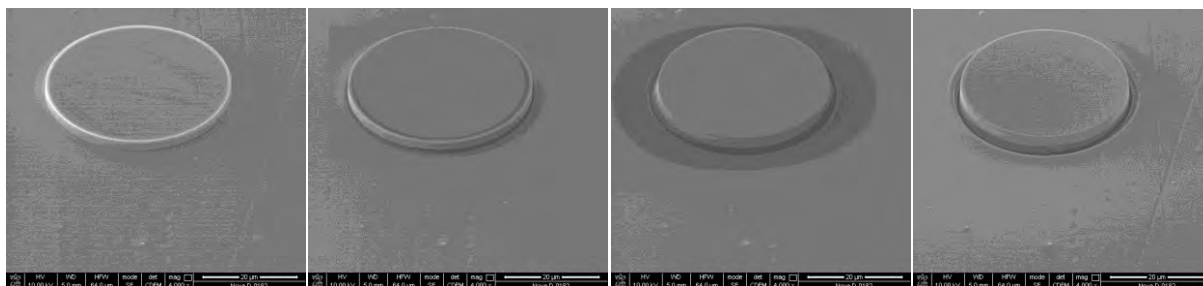


Рис. 1. РЭМ снимки дисковых резонаторов в процессе травления фокусированным ионным пучком. Слева направо: 1 - диск, полученный после плазмохимического травления, 2 – диск после первых нескольких проходов ионным пучком в режиме сильноточкового травления, 3 – диск на завершающей стадии сильноточкового травления ионным пучком, 4 – диск после завершающей стадии полирующего травления ФИП.

электронном микроскопе с системой ФИП Nova NanoLab 600 (FEI Company, Нидерланды). В работе использовались два режима травления: а) сильноточковый, и б) режим полировки. В сильноточковом режиме задавались параметры дискового микрорезонатора. Травление проводилось при токе ионного пучка 3 нА, время воздействия пучка в каждой точке - 1 мкс. На завершающей стадии полировки формировались грани резонаторов. Режим полировки позволяет формировать грани с минимальной шероховатостью и углом наклона. Полировка проводилась при токе ионного пучка 0.3 нА. Снимки дискового резонатора на разных этапах травления приведены на рис. 1. Диаметр диска на финальной стадии травления составлял 36 мкм.

Исследования показывают, что используемые нами технологии позволяют формировать микродисковые резонаторы на кремнии с уникальными параметрами: шероховатость граней дисков (rms) на завершающей стадии полировки составляет ~ 3.2 нм (рис. 2), угол отклонения грани от вертикали ~ 6°, глубина травления может достигать 3.5 мкм.

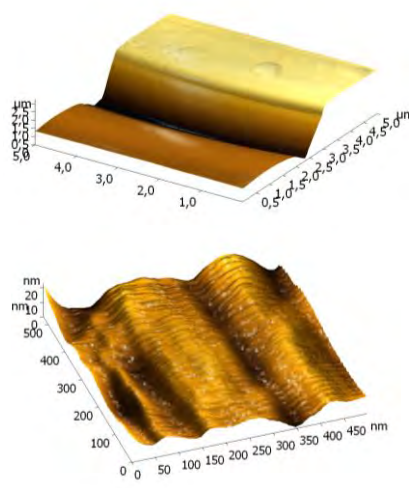


Рис. 2. Результаты исследований грани дискового резонатора на финальной стадии полирующего травления ФИП. Исследования выполнялись на атомно-силовом микроскопе “Solver PRO”.

Для дисковых резонаторов этого типа проанализирован спектр собственных мод в диапазоне длин волн, соответствующем оптическим переходам $4^1I_{13/2} - 4^1I_{15/2}$ иона Er^{3+} . Получены значения резонансных длин волн, проведен расчет распределения электромагнитного поля мод первого и более высоких порядков (рис. 3), приводятся оценки модового объема и области свободной дисперсии. В частности, показано, что резонанс на выделенной длине волны 1.537 мкм, соответствующей основному оптическому переходу иона Er^{3+} , наблюдается для моды шепчущей галереи TE-поляризации с азимутальным числом $m = 264$ и одной вариацией по радиальной координате: $q = 1$. Полученное значение области свободной дисперсии (free spectral range) составляет ~ 3 нм.

В работе приводятся результаты расчета условий сопряжения дискового резонатора с полосковым волноводом.

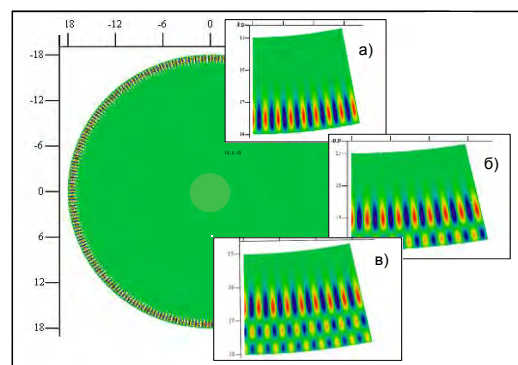


Рис. 3. Нормированные E_r компоненты мод шепчущей галереи дискового микрорезонатора, выполненного на базе твердого раствора $\text{Si}_{0.7}\text{Ge}_{0.3}$ с радиусом $a = 18 \mu\text{m}$ и высотой $h = 0.22 \mu\text{m}$: а) $\text{TE}_{264\ 1\ 1}$ ($\lambda = 1.537 \mu\text{m}$), б) $\text{TE}_{264\ 2\ 1}$ ($\lambda = 1.534 \mu\text{m}$), в) $\text{TE}_{264\ 3\ 1}$ ($\lambda = 1.503 \mu\text{m}$).

Работа поддержана РФФИ (проект # 11-02-00963-а) и программы фундаментальных исследований ОФН РАН.

1. Daldosso, N. Nanosilicon photonics / N. Daldosso, L. Pavesi // *Laser & Photon. Rev.* 2009. V. 3. № 6. P. 508-534.
2. Liu, A. A high-speed silicon optical modulator based on a metal-oxide-semiconductor capacitor / A. Liu, R. Jones, L. Liao, et al. // *Nature.* 2004. V. 427. P. 615-618.
3. Emelett, S.J. Design and simulation of silicon microring optical routing switches / S.J. Emelett, R.A. Soref, // *J. Lightwave Technol.* 2005. V. 23. Iss. 4. P. 1800-1807.
4. Rong, H. A continuous-wave Raman silicon laser / H. Rong, R. Jones, A. Liu, et al. // *Nature.* 2005. V. 433. P. 725-728.
5. Vahala, K.J. Optical microcavities / K.J. Vahala // *Nature.* 2003. V. 424. P. 839-846.
6. Khitrova, G. Nonlinear optics of normal-mode-coupling semiconductor microcavities / G. Khitrova, H.M. Gibbs, F. Jahnke, et al. // *Rev. Mod. Phys.* 1999. V. 71. № 5. P. 1591-1639.
7. Yokoyama, H. Rate equation analysis of microcavity lasers / H. Yokoyama, S.D. Borson // *J. Appl. Phys.* 1989. V. 66. Iss. 10. P. 4801-4805.
8. Spillane, S.M. Ultralow-threshold Raman laser using a spherical dielectric microcavity / S.M. Spillane, T.J. Kippenberg, K.J. Vahala // *Nature.* 2002. V. 415. P. 621-623.
9. Vollmer, F. Protein detection by optical shift of a resonant microcavity / F. Vollmer, D. Braun, A. Libchaber, M. Khoshhima, et al. // *Appl. Phys. Lett.* 2002. V. 80. No. 21. P. 4057-4059.
10. Eldada, L. Optical communication components / L. Eldada // *Rev. Sci. Instrum.* 2004. V. 75. No. 3. 575-593.
11. L. Krasilnikova, On the role of heterolayer relaxation in luminescence response of Si/SiGe:Er structures / L. Krasilnikova, M. Stepikhova, Yu. Drozdov, et al. // *Physica Status Solidi (c)*. 2011. V. 8. No.3. P. 1044-1048.

Светоизлучающие туннельные наноструктуры на основе квантовых точек в матрице кремния и арсенида галлия

В.Г. Талалаев

Санкт-Петербургский государственный университет, Институт Физики, Петродворец
Martin-Luther-University Halle-Wittenberg, ZIK SiLi-nano, Germany
Max-Planck-Institute of Microstructure Physics, Germany

talalaev@mpi-halle.mpg.de

Введение. Большинство разработок в современной оптоэлектронике используют в качестве подложек кремний (Si) и арсенид галлия (GaAs), что связано с возможностью чиповой интеграции оптических и электронных компонент. Исполнение светоизлучающих компонент оптоэлектронных схем на основе структур с пониженной размерностью имеет целый ряд преимуществ: настраиваемая длины волны излучения, большая сила осциллятора оптического перехода, температурная стабильность и др. Поскольку световодные элементы схем изготавливаются из двуокиси кремния, актуальными остаются длины волн 1,3 и 1,55 мкм.

Учитывая эти тенденции, мы использовали в данной работе гетероструктуры на основе разно-размерных нанообъектов, сформированных в матрицах Si или GaAs. Активная область светоизлучающих структур состояла из набора квантовых точек (КТ) и квантовых слоев (КЯ) InGaAs и SiGe. Квази-нульмерные КТ, обладающие всеми перечисленными выше достоинствами, выступали в качестве светового эмиттера. Двумерная КЯ с большим сечением захвата использовалась в качестве электронного нано-инжектора. Эти два компонента разделял третий агент, через который проходил обмен носителями между инжектором и эмиттером. Для структур на основе InGaAs таким агентом являлся барьерный слой, т.е. спейсер GaAs. Для структур SiGe роль третьего агента играл непосредственно интерфейс Si/Ge, поскольку, в отличие от интерфейса GaAs/InGaAs (тип 1), он относится к непрямоугольному типу (тип 2).

В данной работе обмен носителями, предшествующий их излучательной рекомбинации, рассмотрен с позиций туннельного взаимодействия нанообъектов (инжектора и эмиттера). Дает ли наличие туннельного барьера (спейсера или интерфейса) дополнительную степень свободы в дизайне активной области светоизлучающих структур? Этот вопрос исследуется в первой части данной работы. Вторая часть посвящена дизайну внешних слоев, окружающих активную область светоизлучающего чипа, и сравнению некоторых вариантов электронного ограничения в *pin*-структурах.

Излучательная рекомбинация, обеспеченная туннельной близостью нанообъектов. Активная область структур типа 1 состояла из слоя КЯ $\text{In}_{0.15}\text{Ga}_{0.85}\text{As}$ (11 нм) и слоя КТ $\text{In}_{0.6}\text{Ga}_{0.4}\text{As}$, разделенных слоем барьера GaAs. Методом фото-

люминесценции (ФЛ) исследовались процессы переноса носителей из КЯ в КТ, в частности, зависимость от толщины барьера времени туннелирования носителей. Установлено, что для обычной (прямой) последовательности слоев в направлении роста (КЯ-барьер-КТ) эта зависимость соответствует полуклассическому приближению Вентцеля-Крамерса-Бриллюэна (ВКБ). Для обратной (инверсной) последовательности слоев обнаружены отклонения от модели ВКБ (рис. 1а).

Сокращение времени переноса электронов до единиц пикосекунд при толщине барьера менее 5 нм объясняется формированием между вершинами КТ и слоем КЯ наномостиков InGaAs (рис. 1б). Как показали измерения просвечивающей электронной микроскопией (ПЭМ), состав наномостика близок к составу КЯ. Благодаря этому барьер КЯ-КТ исчезает, и образуется единая подзона размерного квантования. Кроме того, расчетами показано, что при размерах наномостика менее 5 нм возможно наличие в нем собственного дырочного состояния. Рассмотрена также роль надбарьерного резонанса электронных состояний, обеспечивающего сверхбыстрый перенос носителей. Таким образом наномостик становится агентом, способным обеспечить «мгновенную» туннельную инжекцию носителей из КЯ в КТ. Экспериментально показано, что туннельная инжекция «холодных» носителей на порядок эффективнее, чем прямой захват излучателем «горячих» носителей.

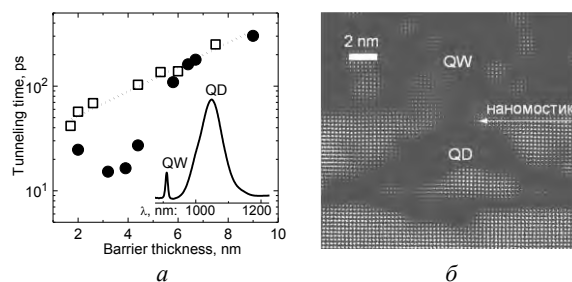


Рис. 1. (а) Зависимость времени туннелирования электронов от толщины барьера между КЯ и КТ InGaAs для прямой КЯ-КТ (квадраты) и инверсной КТ-КЯ (кружки) последовательности слоев; пунктир – ВКБ-аппроксимация. На вставке – спектр ФЛ от структуры с барьером 5,8 нм. Температура измерений – 10 К. (б) Снимок ПЭМ высокого разрешения, полученный от инверсной структуры с барьером 3,2 нм.

Активная область структур типа 2 состояла из периодически чередующихся слоев спейсера Si

(15 нм) и слоев КТ $\text{Si}_{0.4}\text{Ge}_{0.6}$ (рис. 2а). Излучательная непрямая рекомбинация дырки, локализованной в КТ, и электрона в прилегающем слое Si, при выполнении ряда условий, дает интенсивную полосу ФЛ на длине волны 1,55 мкм (рис. 2б). К числу обязательных условий, выявленных в данной работе, относятся: ростовое легирование структуры сурьмой, размеры КТ, число периодов и др. Оптимальными оказались следующие параметры: толщина слоя сурьмы, осаждаемого на интерфейс спейсер-КТ – 2 монослоя; размеры основания КТ – 10-20 нм; высота – 3-4 нм; число периодов – 5-10. Как показали исследования электронной микроскопией, толщина интерфейса Si/Ge составляла 1-1,5 нм. Для данной высоты КТ, которые можно назвать ультра-малыми, это означает, что локальные электронные минимумы, вызванные растяжением прилегающего к интерфейсу кремния, затянута в область с повышенным содержанием германия, т.е. в дырочные ямы КТ. С учетом туннелирования это обеспечивает хорошее перекрытие электронно-дырочных волновых функций и повышение силы осциллятора оптического перехода.

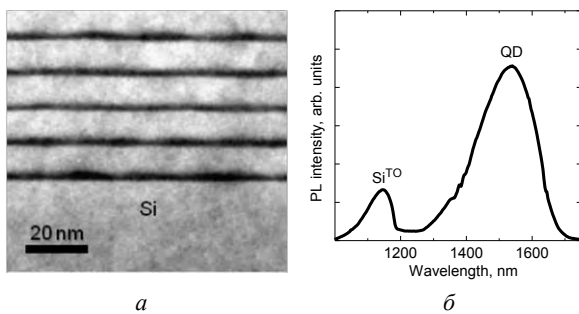


Рис. 2. (а) ПЭМ-снимок структуры 2-го типа. Темные участки соответствуют слоям с КТ SiGe. (б) Спектр ФЛ от такой структуры, полученный при комнатной температуре.

Дизайн *i*-области светоизлучающих *pin*-диодов. В отличие от активной области, принципы компоновки и характер процессов во внешних слоях являются общими для структур типа 1 и 2. Основным методом исследования в этой части работы явилась электролюминесценция (ЭЛ) *pin*-диодов со структурами типа 1 и 2. Использовались сильно легированные подложки *p*-типа, на которых выращивался слой буфера (*p*-инжектор). Далее следовала собственная область, содержащая активную зону, которая прикрывалась сильно легированным слоем *n*-типа (*n*-инжектор). Методами фотолитографии, реактивного травления и металлизации формировалась меза-структура с контактными слоями. Полученный чип размещался в корпусе ТО-39 и распаивался золотой проволокой. Светоизлучающее окно в чипе имело диаметр 0,8 мм.

Установлено, что для повышения эффективности излучения собственная область *pin*-диода (помимо активной зоны) должна быть дополнена

обкладками из нелегированного материала матрицы. На рис. 3а мы демонстрируем это на примере структуры типа 2. Эффект связан, вероятно, с частичной термализацией в таких *i*-обкладках «горячих» носителей, инжектированных *n*- и *p*-обкладками.

Отдельным предметом исследования стал дизайн области электронного ограничения. Растекание носителей из активной зоны ограничивалось дополнительными барьерами внутри *i*-обкладок. Мы исходили из двух очевидных принципов, обеспечивающих эффективность ограничения: 1) максимальное приближение барьеров к активной области; 2) максимальная селективность барьеров к носителям разных знаков (сепарация). В данной работе эти принципы были апробированы со следующими результатами: 1) для предотвращения образования дефектов и деформации спектра активных нанобъектов целесообразно отодвигать барьеры от активной области (на 20 нм в данной работе); 2) в целях упрощения технологии выращивания *pin*-структур возможна замена селективных барьеров на составные неселективные без существенных потерь преимущества. На рис. 3б представлены результаты сравнительного исследования туннельных наноструктур типа 1, размещенных в *i*-области, сформированной по этим принципам.

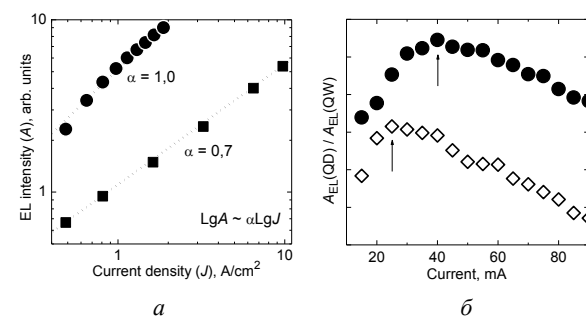


Рис. 3. (а) Зависимость интегральной интенсивности ЭЛ полосы QD (A) от плотности тока (J) для структур типа 2 с *i*-обкладками (кружки) и без них (квадраты). (б) Токосые зависимости относительной интенсивности ЭЛ полос QD и QW для двух структур 1-го типа: с наномостиками (кружки) и без них (ромбы), измеренные при комнатной температуре.

Таким образом, преимущества туннельных наноструктур типов 1 и 2 подтверждены исследованиями ЭЛ на светоизлучающих чипах с оптимизированной *i*-областью. К ним относятся: для типа 1 – наличие наномостиков при инверсной последовательности слоев с барьером тоньше 5 нм; для типа 2 – ультра-малые КТ с нанометровым интерфейсом. Оптимизация *i*-области заключается в создании «охлаждающих» *i*-обкладок с дополнительными барьерами для эффективного электронного ограничения.

Мезоскопические состояния в графене, находящемся в магнитном поле: коллапс и возрождение волновых пакетов

А.В. Тележников, В.Я. Демиховский

Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского, Н. Новгород

telezhnikov@phys.unn.ru

За последние годы графен стал одним из наиболее активно исследуемых и перспективных материалов в физике конденсированного состояния и ее приложениях. В частности, активно обсуждается возможность использования графена в приборах современной электроники. В связи с этим в ряде работ изучается динамика волновых пакетов в графене [1,2], а также релятивистских волновых пакетов [3]. Так, в работе [1] рассчитаны средние значения координат волнового пакета в графене, помещенном в магнитное поле. Показано, что с течением времени средний радиус пакета периодически обращается в нуль.

В настоящем докладе исследуется эволюция электронных квантовых состояний типа «шредингеровский кот» (этот термин обозначает осциллирующую во времени суперпозицию двух различных мезоскопических состояний) в монослойном графене, помещенном в магнитное поле.

Электронно-дырочный гамилтониан монослойного графена во внешнем магнитном поле в точке K записывается в виде [1]:

$$\hat{H} = u \begin{pmatrix} 0 & \hat{\pi}_x - i\hat{\pi}_y \\ \hat{\pi}_x + i\hat{\pi}_y & 0 \end{pmatrix}, \quad (1)$$

где $u \approx 10^8 \text{ см/с}$ – скорость Ферми, $\hat{\pi} = \hat{p} + e\vec{A}/c$ – оператор импульса, c – скорость света, $e < 0$ – заряд электрона, \vec{A} – векторный потенциал. В калибровке Ландау (где p_x является интегралом движения) собственные значения и соответствующие собственные функции (1) есть

$$\varphi_{p_x, n, s}(x, y) = \frac{\exp(ip_x x/\hbar)}{\sqrt{4\pi\hbar}} (-s|n-1\rangle, |n\rangle)^T, \quad (2)$$

$$\Psi_1(\vec{r}, t) = \frac{1}{2\pi^{3/4} a \sqrt{\sigma}} \exp\left(-\frac{x^2 + (y - qa^2)^2 - 2ix(y + qa^2)}{4a^2}\right) \sum_{n=1} \frac{\sqrt{2n}}{\sqrt{2^n n!}} \exp\left(-\frac{(n-n_0)^2}{2\sigma^2} - it\sqrt{2n}\right) \left(\frac{y - qa^2 - ix}{a}\right)^{n-1},$$

$$\Psi_2(\vec{r}, t) = \frac{-1}{2\pi^{3/4} a \sqrt{\sigma}} \exp\left(-\frac{x^2 + (y - qa^2)^2 - 2ix(y + qa^2)}{4a^2}\right) \sum_{n=1} \frac{1}{\sqrt{2^n n!}} \exp\left(-\frac{(n-n_0)^2}{2\sigma^2} - it\sqrt{2n}\right) \left(\frac{y - qa^2 - ix}{a}\right)^n \quad (6)$$

Средняя скорость центра волнового пакета находится по стандартной формуле

$$E_{n,s} = s\hbar\Omega\sqrt{n}, \quad (3)$$

где $|n\rangle$ – n -е состояние гармонического осциллятора, $s = \pm 1$ – индекс зоны проводимости и валентной зоны, $\Omega = u\sqrt{2}/a$ – частота перехода с первого уровня Ландау на нулевой, $a = \sqrt{\hbar c/eB}$ – магнитная длина. Для $n=0$ верхняя компонента в (2) за нулевается, и нормировочный коэффициент становится равным $1/\sqrt{2\pi\hbar}$.

Неэквидистантность энергетического спектра (3) при изучении пространственно-временной эволюции начального локализованного состояния предполагает существование явлений коллапса и возрождения. Для иллюстрации этого фундаментального утверждения рассмотрим динамику волнового пакета, содержащего состояния одной (верхней) энергетической зоны ($s=1$) с номерами уровней Ландау вблизи среднего значения n_0 и дисперсией σ [4]:

$$\Psi(x, y) = \int dp \sum_{n,s} c_{n,s}(p) \varphi_{p,n,s}(x, y), \quad (4)$$

$$c_n^{s=-1}(p) = 0, \\ c_n^{s=1}(p) = \sqrt{\frac{a}{\pi\sigma}} \exp\left(-\frac{(p-p_0)^2 a^2}{2\hbar^2} - \frac{(n-n_0)^2}{2\sigma^2}\right). \quad (5)$$

После интегрирования по p в (4) получаем явный вид для компонент волновой функции с коэффициентами (5):

$\bar{v}_i(t) = u \int \Psi^\dagger \hat{\sigma}_i \Psi d\vec{r}$, и для начального состояния (4), (5) имеем

$$\bar{v}_x(\tau) = -\frac{u}{\sigma\sqrt{\pi}} \sum_{n=1} \exp\left(-\frac{(n-n_0)^2 + (n-n_0+1)^2}{2\sigma^2}\right) \cos\left(\left(\sqrt{2(n+1)} - \sqrt{2n}\right)\tau\right) \quad (7)$$

где $\tau = tu/a$.

Особенности временной динамики волновых пакетов, связанные с неэквидистантностью энергетического спектра (3), наглядно иллюстрируются на

графике $\bar{v}_x(\tau)$ (Рис.1). При малых временах начальный волновой пакет (Рис.2а) совершает циклотронное движение с периодом

$T_{cl} = 2\pi\hbar/E'_{n_0} = 4\pi\sqrt{n_0}/\Omega \approx 0.3nc$ (для параметров $n_0 = 20$, $B = 10T$, $\sigma = 2$). После нескольких оборотов он расплывается по циклотронной орбите (Рис.2б), что связано с наличием квадратичных слагаемых в разложении энергетического спектра (3) в ряд по степеням $(n - n_0)$:

$$E_n \approx E_{n_0} + E'_{n_0}(n - n_0) + \frac{E''_{n_0}}{2}(n - n_0)^2 + \dots$$

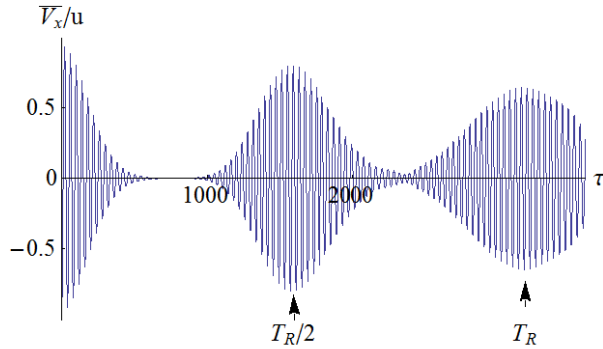


Рис. 1. Зависимость средней скорости $\bar{v}_x(t)$ центра волнового пакета от времени, $n_0 = 20$, $B = 10T$, $\sigma = 2$.

Однако, на временном интервале $T_{cl} \ll t \leq T_R$ ($T_R = 4\pi\hbar/|E''_{n_0}| = 16\pi n_0^{3/2}/\Omega \approx 2,5nc$ – время возрождения) в отдельные моменты $t = mT_R/n$ (где m и n – взаимно простые числа) фазы отдельных в (6) слагаемых становятся кратны 2π , что позволяет начальному волновому пакету частично собраться в $N = n(3 - (-1)^n)/4$ подпакетов [5]. При этом так называемом дробном возрождении пики мультипольного излучения от вращающихся пакетов следуют вдвое, втрое, вчетверо и т.д. чаще, чем на начальном этапе. Электромагнитное излучение,

исходящее от таких подпакетов, будет иметь сложный Фурье-спектр. Поляризация излучения будет также изменяться во времени. В частности, при $t = T_R/4$ мы должны наблюдать два подпакета, расположенных на циклотронной орбите в диаметрально противоположных точках (см. Рис.2в). При этом излучение будет иметь квадрупольный, а не дипольный характер. В моменты времени, кратные $T_R/2$, наблюдается возрождение осцилляций средней скорости, что соответствует восстановлению начального волнового пакета. Так, полное восстановление первоначальной формы пакета возможно первый раз в момент времени $t = T_R/2$ [5] (Рис.2г). Отметим также, что для волнового пакета (4), (5) высокочастотные осцилляции, связанные с *Zitterbewegung*, невозможны, потому что волновой пакет содержит состояния с энергией одного знака.

Рассмотренные мезоскопические квантовые состояния могут быть использованы не только для описания эффектов, имеющих фундаментальный характер, но и при изучении динамики носителей тока в различных электронных и оптических устройствах спинтроники.

Настоящая работа поддержана Грантом РФФИ (No. 11-02-00960a).

1. Rusin T.M. and Zawadzki W. Phys. Rev. B **78**, 125419 (2008).
2. Maksimova G.M., Demikhovskii V.Ya. and Frolova E.V. Phys. Rev. B **78**, 235321 (2008).
3. Demikhovskii V.Ya. et al., Phys. Rev. A (принято к публикации).
4. Romera E. and Santos F. de los, Phys. Rev. B **80**, 165416 (2009).
5. Averbukh I.Sh. and Perel'man N.F., Sov. Phys. Usp. **34**, 572 (1991).

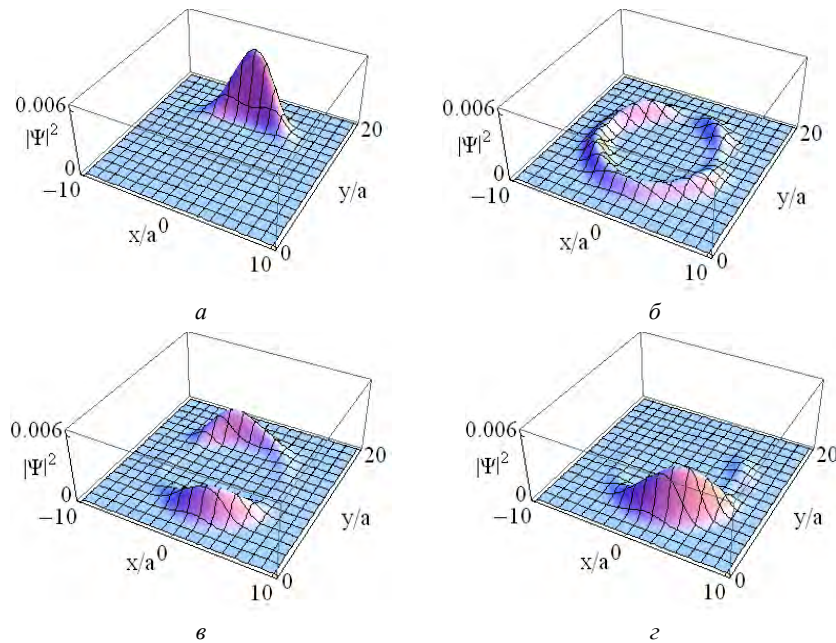


Рис. 2. Плотность вероятности $|\Psi(x, y)|^2$ для волнового пакета (4), (5) с параметрами $n_0 = 20$, $\sigma = 2$, $a \approx 10^{-6} \text{ см.}$, $q \approx 10^7 \text{ см}^{-1}$ в моменты времени $t = 0$ (а), $t \approx 0.1T_R$ (б), $t \approx T_R/4$ (в), $t \approx T_R/2$ (г).

Структурные аспекты ионно-лучевой модификации ансамбля наночастиц золота в оксидных матрицах

Д.И. Тетельбаум, А.Б. Костюк, М.П. Федонин, Д.В. Гусейнов, А.Н. Михайлов, А.И. Белов, Д.С. Королев, Д.А. Павлов, А.И. Бобров, В.Н. Трушин, А.С. Маркелов

Научно-исследовательский физико-технический институт Нижегородского государственного университета им. Н.И. Лобачевского, Н. Новгород

tetelbaum@phys.unn.ru

Система наночастиц (НЧ) металла в диэлектрической матрице привлекает большое внимание в связи с широкими возможностями применения наблюдающегося в них явления поверхностного плазмонного резонанса (ППР), ответственного за полосы поглощения в видимой и ближней ИК области спектра [1]. Одним из наиболее гибких и контролируемых способов регулировки параметров ППР является ионно-лучевая модификация. Несмотря на большое число работ, посвященных этой проблеме, даже для наиболее изученной системы НЧ золота в матрице SiO_2 , структурный аспект модификации ионными пучками средних энергий остается мало исследованным. В еще большей степени это относится к другим оксидным матрицам.

В настоящей работе исследована эволюция морфологии и структурных характеристик слоев SiO_2 и Al_2O_3 с НЧ золота при облучении ионами Ne^+ и F^+ (с энергией 27 и 26 кэВ, соответственно) с использованием методов рентгеновской дифракции и просвечивающей электронной микроскопии (ПЭМ), в том числе ПЭМ высокого разрешения. Результаты сопоставлены с данными спектроскопической эллипсометрии и спектроскопии оптического пропускания света, а также с расчетами.

Формирование НЧ Au в диэлектрических слоях (пластины плавленого кварца и сапфира) осуществлялось путем ионной имплантации Au^+ (средняя энергия ионов 160 кэВ, доза $1 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-2}$) с последующим отжигом на воздухе при 900 °C (1,5 ч). Для компьютерного моделирования эволюции системы НЧ в процессе ионного облучения разработан динамический метод Монте-Карло, отличающийся от «стандартного» метода SRIM [2] тем, что траектории ионов и атомов отдачи (каскады смещений) разыгрываются с учетом статистического распределения стартовых позиций ионов и атомов относительно позиции НЧ Au в матрице, а также тем, что учтено изменение элементного состава системы после прохождения каждого иона через НЧ и / или ее окрестность. Диффузионные процессы на данном этапе не учитывались, однако и без их учета характер трехмерной эволюции состава с дозой (за счет динамических факторов) позволил судить о вероятном характере изменения размеров и формы НЧ при облучении.

Электронная микроскопия совместно с электронографией и исследованием общего и локального состава образцов путем энергодисперсионно-

го анализа рентгеновского изучения (ЭДА) осуществлялись на просвечивающем электронном микроскопе сверхвысокого разрешения JEOL JEM-2100F с использованием энергодисперсионного спектрометра X-MAX (Oxford Instruments). Рентгеновская дифракция исследовалась на дифрактометре Shimadzu XRD-7000S в геометрии Брэгга-Брентано.

Методом электронной микроскопии установлено, что в исходных слоях $\text{SiO}_2:\text{Au}$ практически все НЧ имеют сферическую форму и большой разброс по размерам, причем средние размеры убывают от поверхности в глубь образца (рис. 1а).

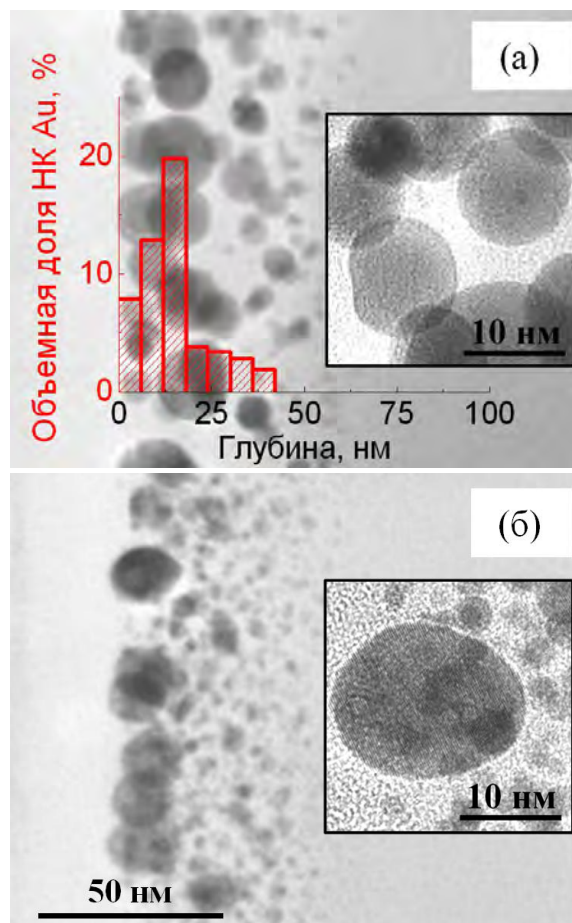


Рис. 1. Изображение ПЭМ поперечного среза пленки SiO_2 , имплантированной Au^+ с дозой $1 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-2}$ и отожженной при 900 °C, до (а) и после (б) облучения ионами Ne^+ с дозой $4,5 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-2}$. На вставках приведены увеличенные изображения НЧ. Изображение (а) совмещено с данными, полученными методом спектроскопической эллипсометрии (гистограмма).

Такой же характер распределения получен и путем обработки данных эллипсомерии (см. гистограмму на рис. 1а). Отличие от колоколообразного распределения, которое следует из расчета по программе SRIM, обусловлено перемещением поверхности при имплантации Au за счет ионного распыления, а также, возможно, поверхностной сегрегацией золота как в процессе имплантации, так и при последующем отжиге.

В результате облучения (рис. 1б) часть крупных НЧ приобретает продолговатую форму, вытянутую в направлении нормали, что согласуется с расчетами динамическим методом Монте-Карло. Одновременно возникает большое количество мелких НЧ. Это соответствует результатам нашего анализа спектров пропускания с использованием теории Ми [3]. Данные электронной нанодифракции и ПЭМ высокого разрешения, а также результаты ЭДА показывают сохранение атомной структуры НЧ при облучении.

Наиболее интересны данные по кристаллографической ориентации НЧ Au. В исходных образцах соотношение интенсивностей линий рентгеновской дифракции указывает на наличие преимущественной ориентации НЧ даже для случая формирования кристаллитов в аморфной матрице плавленного кварца (рис. 2а), когда отсутствует фактор кристаллографического сопряжения образующихся и материнских фаз. В данном случае НЧ оказались ориентированы преимущественно плоскостями {111} параллельно поверхности. Такой результат, по-видимому, объясняется ориентирующим влиянием поля упругих напряжений. Латеральные (касательные) упругие напряжения в приповерхностных слоях при ионной имплантации Au связаны как с внесением радиационных дефектов, так и с внесением дополнительных атомов, причем второй фактор является доминирующим при наличии высокотемпературных отжигов, с учетом большой разницы атомных радиусов Au и атомов матрицы. Из термодинамических соображений понятно, что в процессе преципитации НЧ ориентируются таким образом, чтобы уменьшить свободную энергию, связанную с напряжениями. В результате облучения ионами Ne^+ и F^+ преимущественная ориентация НЧ в плавленном кварце исчезает или резко ослабляется. Об этом может свидетельствовать практически полное исчезновение дифракционных линий (рис. 2).

При высокотемпературном отжиге (900 °С) плавленного кварца с НЧ Au в атмосфере азота наряду с НЧ, ориентированными плоскостями {111} параллельно поверхности, появляются НЧ, у которых параллельно поверхности расположены плоскости {100}. При этом облучение Ne^+ и отчасти F^+ качественно не оказывает влияния на эту закономерность, так как главную роль в создании механических напряжений играют атомы золота.

Аналогичные закономерности имеют место и в случае системы НЧ в сапфире с той разницей,

что в этом случае ориентация {100} не проявляется при отжиге до 900 °С (в облученных Ne^+ и F^+ , а также в необлученных образцах) (рис. 2б).

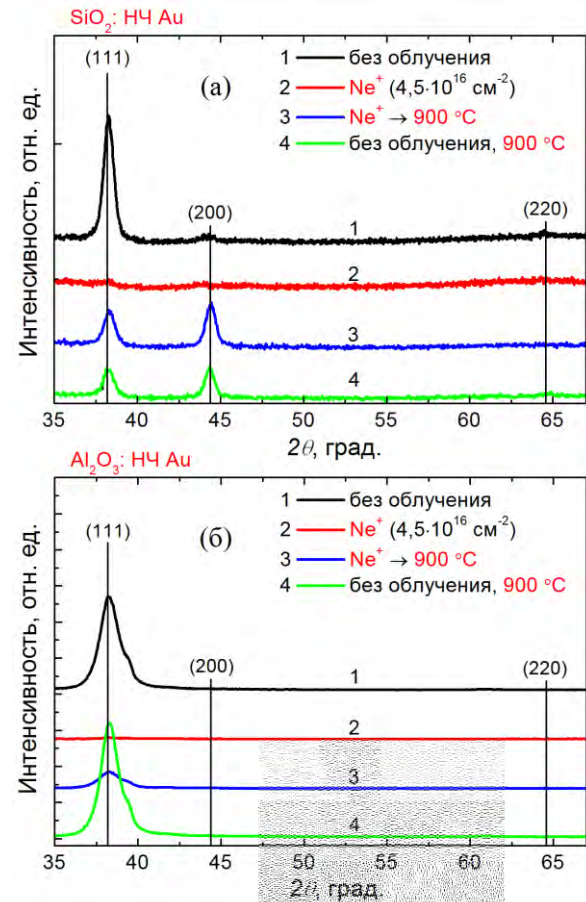


Рис. 2. Дифрактограммы образцов плавленного кварца (а) и сапфира (б) с НЧ Au до и после облучения ионами Ne^+ ($4,5 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-2}$), а также после дополнительного отжига.

Таким образом, ионное облучение диэлектрических матриц SiO₂, Al₂O₃ ионами Ne^+ и F^+ средних энергий приводит к формированию большого количества кристаллитов с малым размером. Обнаружена преимущественная ориентация НЧ Au, существующая даже в аморфной матрице плавленного кварца. Облучение ионами приводит к хаотизации ориентаций НЧ, а при высокотемпературном отжиге характер ориентации слабо зависит от наличия облучения ионами.

Работа выполнена в рамках ФЦП «Научные и научно-педагогические кадры инновационной России».

1. Mattei G., Mazzoldi P., Bernas H. Topics Appl. Physics 116 (2010) 287.
2. Ziegler J.F., Ziegler M.D., Biersack J.P. Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. B 268 (2010) 1818.
3. Костюк А.Б., Федонин М.П., Белов А.И. и др., Труды XV Международного Симпозиума «Нанофизика и нанoeлектроника» 1 (2011) 188.

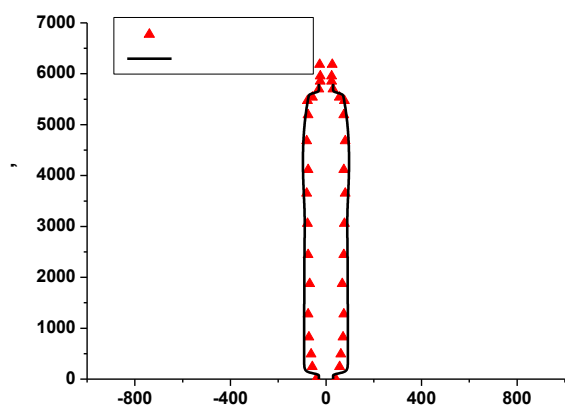


Рис. 4 Результаты численного моделирования формы НК и сопоставления с экспериментальными данными

Как следует из зависимостей, представленных на рис. 1 и рис. 2, начиная с некоторого значения плотности НК на подложке, скорость роста НК значительно снижается, а так же меняется форма НК. При большой плотности НК на подложке модели роста НК, развитые в предположении одиночного НК, будут являться некорректными [3].

1. Gudixen M.S., Lauhon L.J., Wang J., Smith D.C. and Lieber C.M. // Nature 2002. V. 415. P. 617.
2. Дубровский В.Г., Цырлин Г.Э. и Устинов В.М. Полупроводниковые нитевидные нанокристаллы: свойства, синтез, применения // Физика и техника полупроводников. 2009. Т. 43, вып. 12. С. 1585-1628.
3. Dubrovskii V.G., et al. Diffusion-induced growth of GaAs nanowhiskers during molecular beam epitaxy: Theory and experiment. // Phys. Rev. B. 2005. V. 71, № 20, P.205325–205331.

Адмиттанс кольцевых диодных структур с квантовыми ямами InGaAs/InAlAs на подложке i-InP

С.В.Тихов¹, Н.В.Байдусь², А.А.Бирюков², В.Е.Дегтярев¹

¹Нижегородский государственный университет им. Н.И.Лобачевского,

²Научно-исследовательский Физико-Технический Институт ННГУ им. Н.И.Лобачевского, Н. Новгород

tikhov@phys.unn.ru

Гетеронаноструктуры (ГНС) на полуизолирующей подложке InP с высокой подвижностью электронов в квантовой яме (КЯ) и используются для создания полевых транзисторов терагерцового диапазона [1]. Для контроля таких ГНС чаще всего используют измерения эффекта Холла и эффекта поля [2]. В данной работе исследована возможность применения измерений адмиттанса к таким гетероструктурам.

Гетероструктуры были выращены методом МОС-гидридной эпитаксии при пониженном давлении на установке AIX 200RF. Были получены гетероструктуры Au/InP/i-InP (412,413) и Au/In_{0,52}Al_{0,48}As/i-InP (418), содержащие квантовую яму и δ- слой кремния. Общая толщина структуры 600 нм, дельта-легированный слой располагался на расстоянии 220 нм от поверхности, квантовая яма толщиной 10 нм расположена ближе к поверхности на расстоянии 10 нм от δ- слоя.

КДС создавались методом фотолитографии по Au на поверхности ГНС. Площадь управляющего электрода ($2,5 \cdot 10^{-3} \text{ см}^2$) была в 500 раз меньше базового, а кольцевой зазор между ними 80 нм. На КДС были измерены вольт-амперные характеристики (ВАХ), зависимости параллельной емкости и проводимости от напряжения (*CV*- и *GV*-характеристики), другие дифференциальные параметры адмиттанса (например, последовательное сопротивление R_S). Измерения проводились с помощью анализатора полупроводниковых приборов Agilent B1500A в интервале частот $f = 1 \text{ КГц} \div 1 \text{ МГц}$, в диапазоне управляющих напряжений до 6 В и температур 77-300 К.

В таблице 1 приведены данные о поверхностной концентрации электронов n_s , подвижности в эффекте Холла μ_n и подвижности в эффекте поля μ_F на частоте 60 Гц при T=300 К и 77 К исследуемых образцов.

Таблица 1
Параметры гетероструктур InGaAs/InP (412 и 413) и InGaAs/InAlAs (418)

№	x	$n_s \cdot 10^{16}, \text{ м}^{-2}$	$\mu_n, \text{ м}^2/\text{В} \cdot \text{с}$	$\mu_F, \text{ м}^2/\text{В} \cdot \text{с}$
412	0,49	1,40 (0,80)	0,55 (4,35)	0,55 (3,00)
413	0,53	1,50 (1,0)	0,61 (4,08)	0,65 (1,80)
418	0,53	3,00 (2,10)	1,20 (9,99)	0,15 (0,18)

Измерения ВАХ показали насыщение обратного тока *I* и практическую симметрию при пря-

мом ($V > 0$ на управляющем электроде) и обратном напряжении ($V < 0$) (рис. 1).

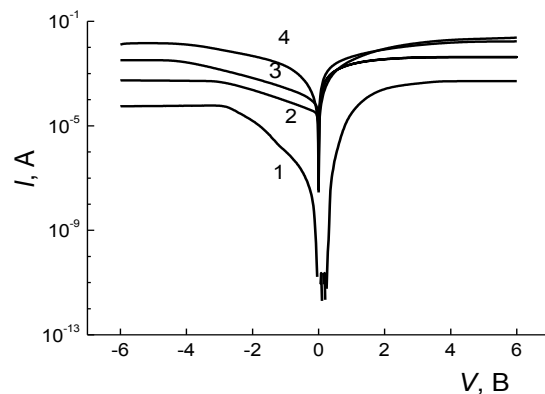


Рис.1. ВАХ кольцевых диодных структур для различных температур измерения. 412 (1,2) и 418 (3,4). Т, К : 1,3-77; 2,4- 300.

Данный результат можно объяснить определяющим вкладом в величину R_S сопротивления δ-слоя. После удаления этого слоя и создания мезаструктуры ток резко уменьшался и значения *C* и *G* падали практически до нуля. При нулевом и обедняющем напряжении величины *C* и *G* практически не зависят от частоты (при $50 \div 1000 \text{ КГц}$), а величина R_S имеет величину 100 Ом. Это говорит о сосредоточенности этих параметров [4] и отсутствии в этих условиях заметного захвата на ловушки. С понижением температуры происходит образование ступенек (рис. 2, кривые 1 и 5) и даже максимумов (образец 418) в зависимости *C(V)* (кривая 3) при обратном смещении на высокой частоте. Вероятно, это связано с возрастанием степени локализации электронов в квантовой яме и δ- слое. Пик или провал на кривой 5 можно объяснить захватом на ловушки или большими максимальными значениями активной составляющей проводимости, приведенной к круговой частоте G/ω (ср. кривые 5 и 6). Наличие провала *CV*-кривой вблизи нуля при комнатной температуре объясняется также резким увеличением и большими значениями активной составляющей проводимости (ср. кривые 3 и 4).

При температуре 77 К видно, что пик проводимости сдвигается в область более положительных напряжений (ср. кривые 4 и 2) и вместо падающего участка на *CV*-кривой (кривая 3) наблюдается рост (кривые 1, 5).

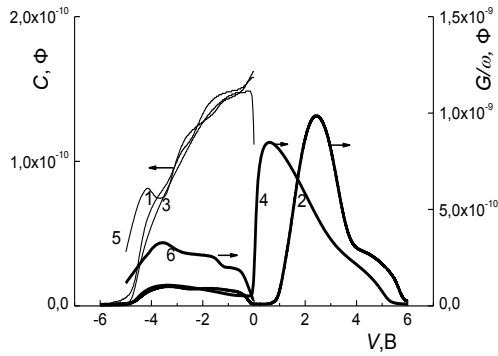


Рис. 2. CV - и GV - характеристики на частоте $f=1$ МГц. T , К: 1,2,5,6- 77; 3,4- 300. кривые 1- 4- образец 412 ; кривые 5,6- 418.

На рис. 3 показаны зависимости концентрации n по глубине слоя полупроводника d , полученные методом профилирования по зависимости $C(V)$ [3].

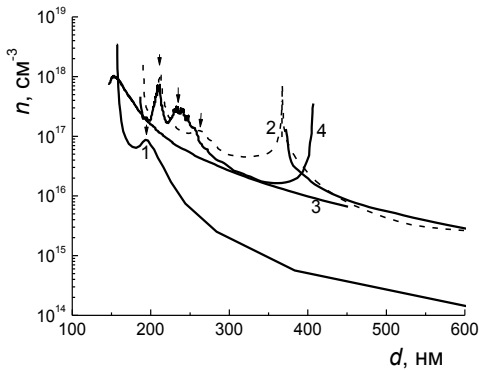


Рис. 3. Профили концентрации по толщине $n(d)$. Кривая 1- образец 412; 2- образец 413; 3,4 – образец 418 ; T , К: 1,2,4 – 77; 3-300.

При комнатной температуре во всех образцах наблюдалось монотонное спадание концентрации от поверхности вглубь образца (кривая 3). Однако при понижении температуры в области 200÷300 нм наблюдались пики распределения, разрешение которых достигало максимума при 77 К (кривые 1, 2,4), что хорошо согласуется с данными по скорости роста и холловскими измерениями. В образце 412 большая часть электронов смещалась в область КЯ, в образцах 413 и 418 электроны перераспределялись между КЯ и δ -слоем, что отмечено стрелками на рисунке. Были проведены оценки плотности состояний для электронов в квантовой яме и в δ -слое. Эти величины имели значения порядка $10^{11} \div 10^{12} \text{ см}^{-2} \text{ эВ}^{-1}$. Резкие пики (2) и пересечение кривых (4) вблизи 400 нм нельзя связать со свободными электронами или мелкой примесью, так как они получаются из-за наличия максимумов или провалов в CV – кривых.

При положительном смещении для всех образцов наблюдается сильная частотная дисперсия емкости, а для образца 418 возникает пик проводимости в зависимости $G(V)$ (рис.4). Видно, что с

понижением температуры значения C и G растут, а пик проводимости незначительно смещается в область более низких частот. По частоте соответствующей пику проводимости определены времена релаксации $\tau \sim 10^{-7} \div 10^{-8}$ с. Данные результаты и практическое отсутствие температурной зависимости τ в области низких температур позволяет связать обнаруженную релаксацию с туннелированием носителей заряда между δ -слоем и квантовой ямой. В то же время малые значения подвижности в эффекте поля, обнаруженные в этом образце (см. таблицу) не исключают захвата на ловушки. При более высоких температурах отмечено повышение времени релаксации.

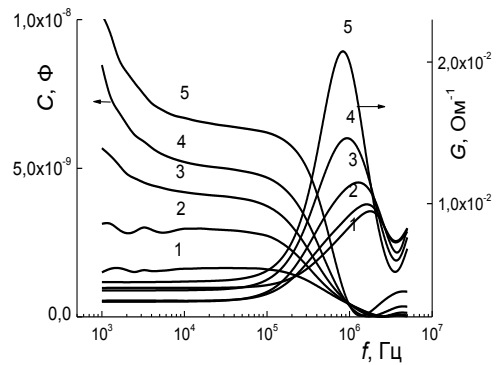


Рис. 4. Частотные зависимости C и G для образца 418 (InGaAs/InAlAs). T , К: 1- 300 , 2- 235 , 3-177 , 4-115 , 5- 77 .

Таким образом, измерение адмиттанса в диодных кольцевых структурах с квантовыми ямами на i - InP в выбранном частотном диапазоне позволяют получить достаточно надежную информацию о профиле концентрации, степени локализации и релаксационных процессах в данных структурах. Однако для полного исключения влияния процессов, связанных с геометрией структур, с распределенностью их параметров и влиянием последовательного сопротивления необходимо уменьшение величины кольцевого зазора по крайней мере до 10 мкм.

Работа выполнена при финансовой поддержке грантов РФФИ (проекты 10-02-00501-а и 11-02-90454-Укр_ф_а).

1. Васильевский И.С., Галиев Г.Б. и др. Транспорт электронов в квантовой яме $\text{In}_{0.52}\text{Al}_{0.48}\text{As}/\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}/\text{In}_{0.52}\text{Al}_{0.48}\text{As}$ с δ - легированным барьером в сильных электрических полях // ФТП. 2010. т. 44. в. 7. с. 928 – 933.

2. Карпович И.А., Тихов С.В. и др. Влияние квантово-размерных слоев $\text{In}(\text{Ga})\text{As}$ на эффект поля в слоях GaAs // Вестник Нижегородского университета им. Н.И. Лобачевского. 2008. № 1. с. 25-29.

3. Зубков В.И. Спектроскопия адмиттанса – эффективный метод диагностики полупроводниковых кванторазмерных структур // ISSN 1995-4565. Приложение к журналу “Вестник РГТУ”. 2009. №4. Рязань.

4. Русаков В.В., Травлеев Г.Н. Емкость полупроводниковой структуры на изолирующей подложке // Микроэлектроника. 1979. Т. 8. Вып.2. с.177-179.

Определение концентрации и подвижности электронов в гетероструктурах InGaAs/GaAs с δ -слоем кремния

С.В.Тихов¹, Н.В.Байдусь², А.А.Бирюков², С.В.Хазанова¹

¹Нижегородский государственный университет им. Н.И.Лобачевского, Н. Новгород

²Научно-исследовательский Физико-Технический Институт ННГУ им. Н.И.Лобачевского, Н. Новгород

tikhov@phys.unn.ru

В данной работе применен способ определения профиля концентрации $n(d)$ и подвижности электронов $\mu(d)$, основанный на анализе зависимостей параллельной дифференциальной емкости C и проводимости G в зависимости от источника напряжения V в диодных гомо- и гетеронаноструктурах (ГНС) кольцевого типа и в мезадиодах (МД) GaAs с δ -легированием. Ранее подобный метод был применен к другим структурам [1].

Структуры выращены методом МОС-гидридной эпитаксии при пониженном давлении на установке AIX 200RF. Дельта слой кремния встраивался в структуру GaAs толщиной 600 нм из силана. Были изготовлены ГНС с различным взаимным расположением квантовой ямы $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ ($x=0,2$) и δ -слоя. В одном случае квантовая яма была выращена ближе к поверхности, в другом δ -слой. В обоих случаях КЯ и δ -слой были зарощены покровным слоем GaAs толщиной $d_0 = 200$ нм. Кольцевая диодная структура (КДС) создавалась с помощью фотолитографии по слою Au на поверхности слоя i -GaAs. Площадь управляющего электрода в этой структуре $S = 2,46 \cdot 10^{-3}$ см². Кольцевой зазор между управляющим и базовым электродом 80 мкм. Известны некоторые трудности интерпретации результатов измерений $C(V)$ и $G(V)$ в подобных структурах, связанные с высоким сопротивлением подложки, сопротивлением выращенного слоя и особенностями геометрии [2]. В связи с этим, параллельно с КДС изготавливались МД с аналогичной конфигурацией слоев на подложке n^+ -GaAs, в которых не возникает подобных проблем для получения достоверных результатов. В гомо и гетеронаноструктурах на i -GaAs были проведены измерения эффекта Холла и эффекта поля [3]. Были определены значения поверхностной концентрации электронов n_s , холловской подвижности электронов μ_n и подвижности в эффекте поля μ_F на частоте 60 Гц. Данные для нескольких образцов приведены в таблице.

Таблица

Характеристики исследованных образцов

№	Тип структуры	$N_s, 10^{12}, \text{см}^{-2}$	$\mu_n, \text{см}^2/\text{В}\cdot\text{с}$	$\mu_F, \text{см}^2/\text{В}\cdot\text{с}$
a589-i	ПС/ δ -Si /GaAs /i-GaAs	1,9	2670	1920
a590-i	ПС/ δ -Si/КЯ /GaAs /i-GaAs	1,6	3660	1430
a591-i	ПС/КЯ/ δ -Si/ GaAs /i-GaAs	1,5	4270	2800

Зависимости емкости и проводимости от напряжения (CV- и GV- характеристики) в интервале частот $f = 1 \text{ кГц} \div 1 \text{ МГц}$ в КДС и МД были измерены на анализаторе полупроводниковых приборов Agilent B1500A.

Для определения профиля концентрации использовался стандартный метод, основанный на дифференцировании зависимости $1/C^2$ от V [4]. Для определения профиля подвижности $\mu(d)$ применена оригинальная методика, основанная на дифференцировании зависимости $G(V)$. Известно, что поперечная дифференциальная проводимость диодной структуры может определяться разными процессами: сквозной проводимостью, перезарядкой поверхностных и объемных центров, а также канальной утечкой по поверхности. Если предположить, что преобладает первый процесс, то можно определить слоевую подвижность в эффекте поля согласно формуле [5] $\mu_F = S dG/C \cdot dV$.

Таким образом, графическое дифференцирование зависимости $G(V)$ по V и деление этой зависимости на дифференциальную емкость слоя при напряжении дифференцирования может давать сведения о слоевой подвижности носителей заряда в монополярном полупроводнике. В случае отсутствия захвата носителей определенная таким образом подвижность равна дрейфовой.

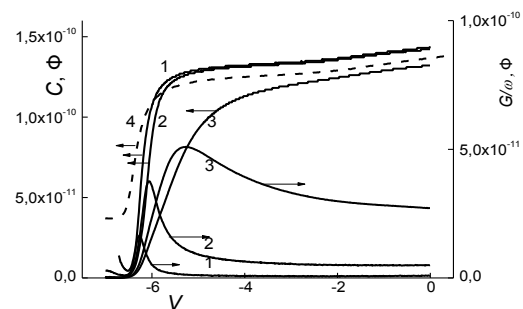


Рис.1. Емкость C и приведенная к круговой частоте тестировочного сигнала ω проводимость G/ω от напряжения для КДС 590-i (1-3) и для МД 589 n^+ (4). Частоты измерения f , кГц : 1- 10 , 2- 100 , 3- 1000, 4- 10 \div 1000.

На рис.1 приведены типичные зависимости емкости C и приведенной к круговой частоте тестировочного сигнала ω проводимости G/ω от V для КДС (1-3) и для МД на разных частотах. В случае мезадиода практически не наблюдалось частотной зависимости этих характеристик. Активная проводимость определялась объемным

током через мезадиод и могла быть использована для определения профиля подвижности. В КДС наблюдалась высокая частотная дисперсия проводимости (кривые 1-3) во всем измеренном диапазоне частот, что затрудняло использование этих кривых для определения профиля подвижности. Однако частотная дисперсия CV – зависимостей практически исчезает при $f < 100$ кГц. Практическое совпадение данных зависимостей с кривыми для мезадиодов наблюдалось в диапазоне напряжений до 6 В (кривые 1,2,4). При еще больших значениях напряжения емкость КДС резко падала до нуля из-за полного обеднения носителями эпитаксиального слоя. Для мезадиодов в этой области наблюдалось более плавное падение до значения емкости, определяющей толщиной структуры. Согласно этим результатам, можно было предположить возможное совпадение профилей концентрации в δ -Si слое и квантовой яме из измерений для КДС ($f < 100$ кГц) и мезадиодов, так как они располагались относительно близко к границе раздела Au/GaAs и попадали в область совпадения CV –кривых.

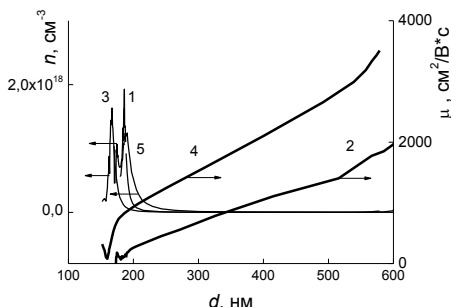


Рис.2. Профили распределения концентрации (1,3,5) и подвижности электронов (2,4) в δ - легированных мезадиолах (1-4) и КДС (5). 1,2- образец a590-n+, 3,4 - образец a591-n+, 5- a589-i.

На рис.3 показаны профили распределения концентрации $n(d)$ и подвижности $\mu(d)$ в различных МД и в КДС с дельта-слоем. В последних образцах было установлено наличие одного острого пика концентрации $1,2 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ на расстоянии 190 нм от поверхности шириной 10 нм на полувысоте. Значения максимальной концентрации, расстояние от поверхности и толщина δ -слоя не зависели от температуры и удовлетворительно согласовывались с результатами измерений эффекта Холла и параметрами роста. В мезадиоде с квантовой ямой, в котором δ -слой располагался над КЯ наблюдалось раздвоение пика (кривая 1), связанное, вероятно, с перераспределением электронов между КЯ и δ -слоем. В МД с квантовой ямой, расположенной над δ -слоем, наблюдался только один пик концентрации (кривая 3), вероятно, из-за не соответствия направления электрического поля в барьере в этом случае оттоку электронов из δ -слоя в квантовую яму. Аналогичный эффект наблюдался в КДС при различном расположении квантовой ямы относительно δ -слоя (рис. 3). Для мезадиола максимуму $n(d)$ соответствует практически нулевая подвижность, которая

увеличивается с обеих сторон (рис.2, кривые 2, 4). Следует особо отметить, что подвижность оказывается выше в случае расположения квантовой ямы над δ -слоем. Это согласуется с результатами измерения подвижностей в эффекте поля в подобных структурах (см. таблицу). А усредненные по толщине значения оказываются близкими к значениям подвижности в эффекте поля.

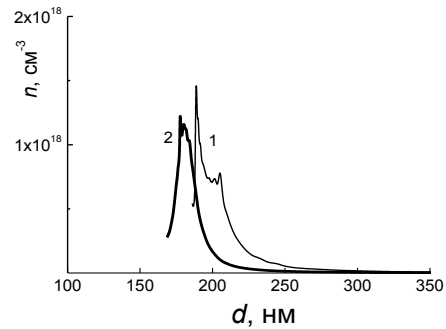


Рис.3. Зависимости концентрации $n(d)$ для КДС-a590-i. 1 - δ -слой над КЯ, 2- δ -слой под КЯ.

Для дополнительной информации о структуре проведены численные расчеты дифференциальной емкости и концентрации электронов в случае различного взаимного расположения квантовой ямы и дельта-слоя. Расчеты проводились на основе самосогласованного решения уравнений Шредингера и Пуассона. Качественно результаты моделирования согласуются с данными, полученными в эксперименте.

Таким образом, показано, что в мезадиолах на основе гомо и гетероструктур InGaAs/GaAs с δ -слоем можно определять профиль концентрации и подвижности электронов из совместного измерения $C(V)$ и $G(V)$ -характеристик. В аналогичных по конфигурации слоях в кольцевых диодных структурах на подложке i-GaAs при использованной геометрии возможно только определения профиля концентрации. Обнаружено влияние взаимного расположения квантовой ямы и δ -слоя на профиль концентрации и значения подвижности.

Работа поддержана грантами РФФИ 09-02-00501a и 11-02-90454 Укр_ф_а.

1. Mukunda B. Das et al, IEEE Transactions on Electron Devices, v. ED-29, N. 2, p.205.
2. Русаков В.В., Травлев Г.Н. Емкость полупроводниковой структуры на изолирующей подложке // Микроэлектроника. 1979. Т. 8. Вып.2. с.177-179.
3. Карпович И.А., Тихов С.В. и др. Влияние квантово-размерных слоев In(Ga)As на эффект поля в слоях GaAs // Вестник Нижегородского университета им. Н.И. Лобачевского. 2008. № 1. с. 25-29.
4. Зубков В.И. Спектроскопия адмиттанса – эффективный метод диагностики полупроводниковых кванторазмерных структур // ISSN 1995-4565. Приложение к журналу “Вестник РГРТУ”. 2009. №4. Рязань.
5. Неизвестный И.Г. Физика поверхности полупроводников. 1994. Ч.1. НГТУ. Новосибирск. С.184.

Квантовая магнитооптика и эффект Керра на графеновых слоях

Л.А. Фальковский

Институт теоретической физики им. Л.Д. Ландау РАН, Черноголовка

falk@itp.ac.ru

В последнее пятилетие повышенный интерес со стороны экспериментаторов привлекает магнитооптика графена, графита и графенового бислоя в квантующем магнитном поле. Интерпретация таких наблюдений осложнена наличием так называемого тригонального искажения (trigonal warping) электронного спектра, которое присутствует у бислоя и графита и не позволяет найти точное решение многозонного уравнения Шредингера в магнитном поле. Причина существенной роли формально малых членов, описывающих тригональное искажение, заключается в том, что их включение меняет топологию электронного спектра и появляются дополнительные экстремумы зон.

Между тем, эксперимент, выполненный швейцарской группой в прошедшем году, показывает, что эффекты Фарадея-Керра (поворот плоскости поляризации у прошедшей и отраженной волн) в графеновых слоях аномально велики - достигают нескольких градусов в полях порядка 10 Т. Эта информация послужила мотивацией настоящей работы.

Прежде всего потребовалось построить своеобразную теорию возмущений [1], применимую в полях выше 1.5 Т и позволяющую находить поправки к энергии уровней за счет относительно малых членов в матрице многозонного эффективного гамильтониана. Результаты этой аналитической теории дают значения уровней в графите, совпадающие с полученными численным образом в работе Nakao.

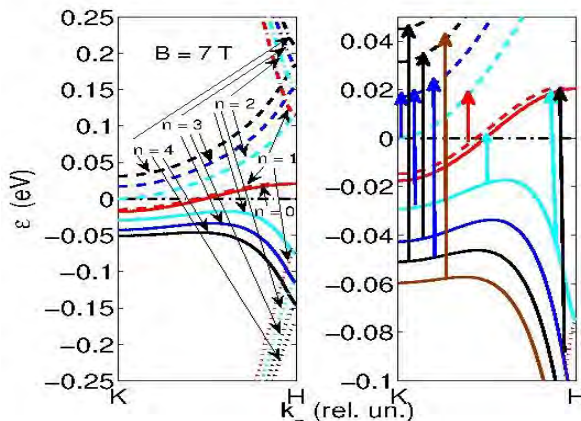


Рис. 1. Зависимость уровней в четырех близких зонах графита от квазиимпульса в направлении главной оси при заданных значениях индекса Ландау n . Уровень Ферми показан штрих-пунктирной прямой. Электроны расположены между точкой К в зоне Бриллюэна и уровнем Ферми, дырки – от уровня Ферми до точки Н.

Зависимость этих уровней от компоненты квазиимпульса k_z вдоль главной оси в графите показана на рис. 1. Помимо квантового числа Ландау $n = 0, 1, 2, \dots$ требуется ввести еще зонный индекс s , принимающий при $n = 0$ одно значение $s = 1$, при $n = 1$ три значения $s = 1, 2, 3$, а при $n \geq 2$ четыре значения $s = 1, 2, 3, 4$, нумерующие уровни снизу – количество зон в схеме Слончевского-Вейса равно четырем. Таким образом, при данном квазиимпульсе k_z каждый уровень задается набором $|sn\rangle$. Зависимость уровней при $k_z = 0$ от магнитного поля показана на рис. 2. Характерной чертой этой схемы является близость уровней $|10\rangle$ и $|21\rangle$, а также то, что дырки непосредственно связаны с электронами в некоторой точке между точками К и Н зоны Бриллюэна.

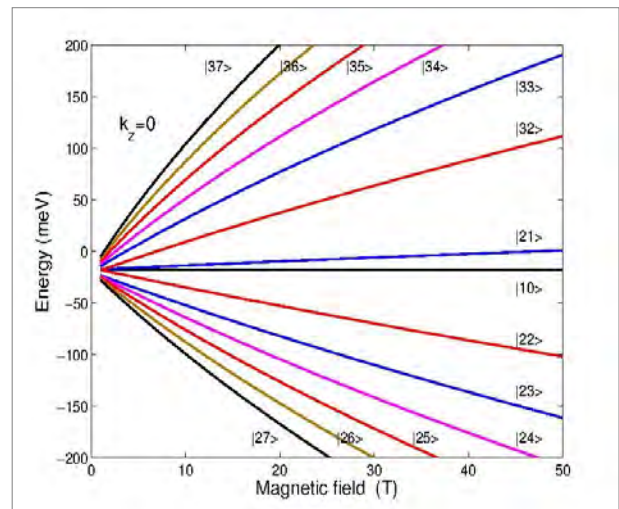


Рис. 2. Зависимость уровней с номером Ландау $0 \leq n \leq 7$ в двух близких зонах от магнитного поля.

Мы вычислили продольную и холловскую компоненты проводимости у бислоя и графита в квантующем магнитном поле как в пренебрежении [2], так и с учетом тригонального искажения [3]. Компоненты проводимости вычислялись для частот света, больших по сравнению с частотой релаксации носителей, равной 3.5 мэВ. Для графита результаты показаны на рис. 3 (а, б - вещественная и мнимая части обеих компонент проводимости). Параметры электронного спектра модели Слончевского-Вейса подбирались с учетом имеющихся многочисленных экспериментальных данных, полученных в квазиклассических магнитных полях.

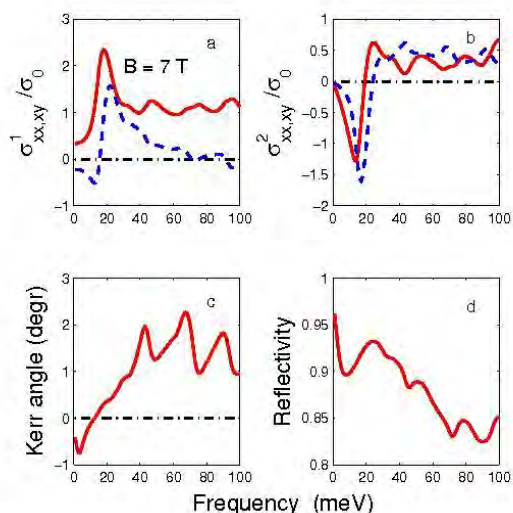


Рис. 3. Вещественная (а) и мнимая (б) части продольной (сплошная кривая) и холловской (пунктир) компонент проводимости, угол Керра (с) и коэффициент отражения (d) для графита в магнитном поле 7 Т при температуре 0.1 мЭВ в зависимости от частоты падающей электромагнитной волны.

С помощью компонент проводимости вычислялись коэффициент отражения света и угол Керра (d, c). Оказалось, что с ростом частоты света в области до 100 мЭВ в полях от 2 до 50 Т коэффициент отражения от графита осциллирует и падает в среднем от 98% до 80%. Угол Керра, осциллируя, может достигать величины в 15° в магнитных полях до 50 Т (рис. 4). Осцилляции всех этих величин обусловлены совпадением частоты падающего излучения с расстоянием между уровнями возможного электронного перехода - переходы показаны стрелками на правой панели рис. 1.

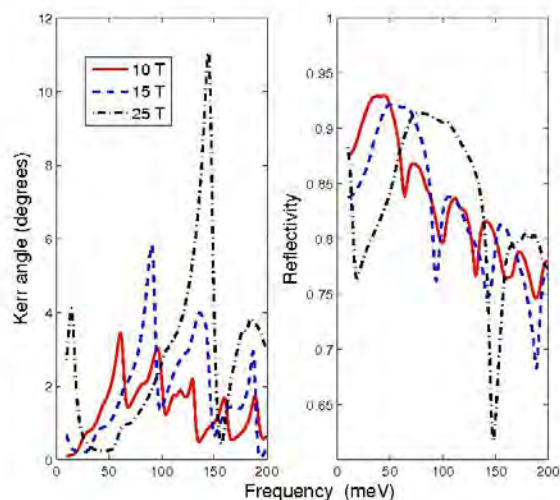


Рис. 4. Зависимость угла Керра и коэффициента отражения в графите от частоты падающей волны для трех значений постоянного магнитного поля.

Работа поддержана грантом РФФИ № 10-02-00193-а и программой SCOPES (грант IZ73Z0_128026 of Swiss NSF).

1. Фальковский Л.А. «Теория возмущений для гамилтониана, линейного по квазиимпульсу», Письма в ЖЭТФ, 94 (9) 783 (2011).
2. Falkovsky L.A. «Cyclotron resonance and Faraday rotation in graphite», Phys. Rev. B 83, 081107 (2011).
3. Falkovsky L.A. «Quantum magneto-optics of graphite with trigonal warping», Phys. Rev. B 84, 115414 (2011).

Симуляция роста кремниевых наночастиц методами молекулярной динамики

А.М. Сатанин, Д.В. Федосеев

Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского, Н. Новгород

xsnaut@gmail.com

Работа посвящена разработке методов моделирования технологий роста кремниевых нанокристаллов, получаемых методом отжига сверхтонкий аморфных слоев, осажденных на подложку диоксида кремния [1]. Для решения поставленной задачи используется метод молекулярной динамики, позволяющий промоделировать рост наночастиц кремния с использованием методов суперкомпьютерных технологий. Проведенные расчеты нацелены на улучшение технологии получения и использования кристаллического кремния, используемого в качестве основного материала в солнечных панелях и в полупроводниковой электронике. Поставленные численные эксперименты задают уровень возможностей современных компьютерных технологий [2].

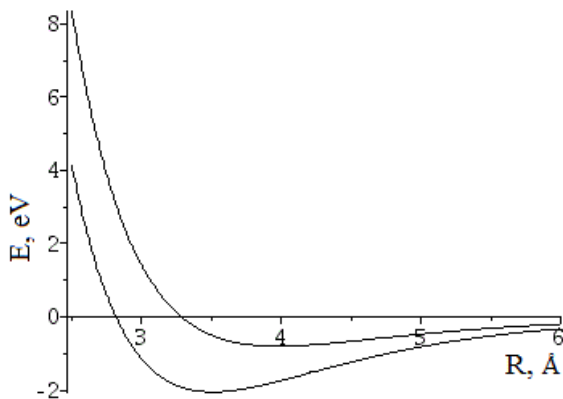


Рис. 1. Вид потенциала Терсова при разной конфигурации соседних атомов.

Для симуляции процессов роста нанокристаллов кремния в разработан метод молекулярной динамики, учитывающий особенности взаимодействия атомов кремния (с использованием полуэмпирического потенциала Терсова [3]). Потенциал Терсова для парного взаимодействия:

$$V_{ij} = f_c(r_{ij}) (A \exp(-\lambda_1 r_{ij}) - B_{ij} \exp(-\lambda_2 r_{ij})), \quad (1)$$

где $f_c(r)$ – отсекающая функция, гарантирующая, что при $r > r_c$ потенциал обратится в ноль.

$$B_{ij} = \sum_{k \neq i, j} \left(\frac{f_c(r_{ik}) \exp(-\lambda_2 r_{ik})}{f_c(r_{ij}) \exp(-\lambda_2 r_{ij})} \right)^n (c + e^{-d \cos \alpha_{ijk}}), \quad (2)$$

где α_{ijk} – угол между связями ij и jk . Как видно из (2), коэффициент B_{ij} является убывающей функцией от числа соседних атомов, расстояний до них и косинусов углов между связями (см. Рис.1). Так-

же наличие в (2) суммы делает общую сложность алгоритма пропорциональной кубу числа частиц.

Динамика частиц описывается вторым законом Ньютона. Фактически задача сводится к решению огромного числа уравнений (когда число частиц велико). При этом основные затраты процессорного времени уходят на вычисление парных взаимодействий. Естественная идея распараллеливания состоит в том, чтобы разбить суммарную силу, приложенную к атому, на блоки и выполнять расчет этих блоков на различные процессоры. Также для ускорения вычислений целесообразно использовать обращение в ноль потенциала (1) на больших расстояниях [4].

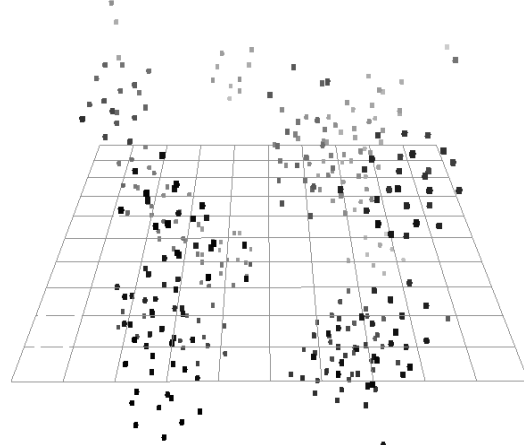


Рис. 2. Пример структуры, рассчитанной описанным методом.

Архитектура суперкомпьютеров накладывает свои ограничения на проведение крупномасштабных расчетов в рамках метода молекулярной динамики.

Приведены результаты моделирования процессов роста нанокристаллов. Проанализированы основные проблемы, связанные с выбором оптимального числа процессоров и времени расчета.

1. Герасименко, Н.Н., Пархоменко, Ю.Н. Кремний – материал нанoeлектроники. М.: Техносфера, 2007. 352с.

2. Ge, W., Hou, C., Xu, J. Trans-scale Simulation of Silicon Deposition Process on Tianhe-1A // Supercomputing. 2011. Nov. P. 12-18.

3. Tersoff J. New empirical approach for the structure and energy of covalent systems. // Physical Review B. 1988. № 37. С. 6991.

4. van Meel J.A.A. и др. Harvesting graphics power for MD simulations // Molecular Simulation. 2008. № 34. С. 259-266.

Пространственно-временная эволюция квантовых состояний в двухслойном графене

Е.В. Фролова, А.В. Тележников, Н.А. Кравец

Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского, Н. Новгород

В последние годы возрос интерес к изучению различных модификаций углерода, таких как графен и углеродные нанотрубки [1-4], что связано с большими потенциальными возможностями применения этих материалов в электронике. При этом графен – двумерная структура, имеющая гексагональную кристаллическую решетку, играет важнейшую роль, т.к. является основой для понимания электронных свойств других модификаций углерода. Так, было установлено, что возбуждения в монослойном графене являются безмассовыми дираковскими фермионами, что открывает новые уникальные возможности изучения некоторых релятивистских эффектов (например, парадокс Клейна), считавшихся экзотическими до настоящего времени. С другой стороны, аналогия с квантовой электродинамикой является основой для понимания необычных электронных свойств графена, например, такой как отсутствие андерсоновской локализации. Кроме того, графен обладает высокой подвижностью носителей заряда (на порядок больше, чем в кремнии), а эффект Холла в нем наблюдается даже при комнатной температуре, поскольку соударения в этой структуре происходят крайне редко. Несмотря на это, существует еще ряд проблем на пути использования графена в нанoeлектронных устройствах. Одной из этих проблем является отсутствие в графене энергетической щели между зоной проводимости и валентной зоной. В свете последнего внимание исследователей привлекает многослойный (двухслойный) графен, который выгодно отличается от однослойного тем, что в нем можно создать достаточно широкую запрещенную зону [5,6].

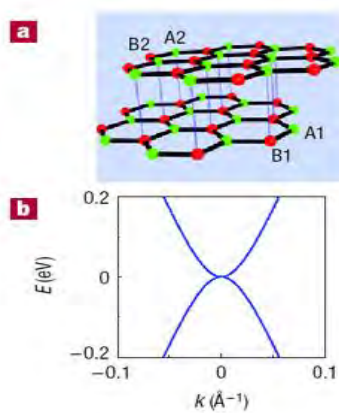


Рис. 1. а) структура и б) энергетический спектр двухслойного графена.

В настоящей работе изучается нестандартная динамика волновых пакетов в двухслойном гра-

фене, помещенном в перпендикулярное магнитное поле B . Гамильтониан этой системы имеет вид:

$$\hat{H} = -\frac{1}{2m} \begin{pmatrix} 0 & (\hat{\pi}_x - i\hat{\pi}_y)^2 \\ (\hat{\pi}_x + i\hat{\pi}_y)^2 & 0 \end{pmatrix}. \quad (1)$$

Выберем векторный потенциал в виде $\vec{A} = (-By, 0, 0)$, тогда компоненты вектора квазимпульса имеют следующий вид: $\hat{\pi} = (\hat{p}_x - \frac{eB}{c}y, \hat{p}_y)$. Далее нетрудно найти спектр собственных значений и собственных функций гамильтониана (1):

$$\varphi_{p_x, n, s}(x, y) = \frac{\exp(ip_x x / \hbar)}{\sqrt{4\pi\hbar}} (-s|n-2\rangle, |n\rangle)^T$$

$$E_n = s \frac{\hbar^2}{m l_B^2} \sqrt{n(n-1)}, \quad s = \pm 1,$$

где $|n\rangle$ - состояние гармонического осциллятора, $m = 0.03m_e$, m_e - масса свободного электрона l_B - магнитная длина.

Разложим энергетический спектр в ряд Тейлора вблизи некоего уровня n_0 , учитывая слагаемые второго порядка малости:

$$E_{n \rightarrow n_0} = s \frac{\hbar^2}{m l_B^2} \sqrt{n_0(n_0-1)} \left(1 + \frac{n-n_0}{n_0} - \frac{(n-n_0)^2}{8n_0^4} \right). \quad (2)$$

Видно, что стационарные уровни энергии при $n_0 \gg 1$ становятся эквидистантными. Забегая вперед, отметим, что в такой ситуации явление, названное «шредингеровским котом» не наблюдается.

Понятие «кот Шредингера» было введено Э. Шредингером в 1935г. для того, чтобы подчеркнуть различие между эволюциями квантовой и классической систем в квазиклассическом пределе для случая, когда система может оказаться в суперпозиции состояний, которые в классическом смысле являются взаимоисключающим [7]. В этой работе было показано, что эволюция квантовых состояний типа «шредингеровского кота» характерна для систем с неэквидистантным спектром, когда вклад в разложение энергии по степеням $(n-n_0)$ дают второе и третье слагаемые. В рассматриваемой системе эти слагаемые существенны лишь для начальных уровней энергии. Поэтому мы рассматриваем в качестве начального волнового пакета квантовое состояние, представляющее собой суперпозицию стационарных состояний, принадлежащих верхней зоне ($s = +1$) и расположенных вблизи уровня энергии $n_0 = 3$:

$$\Psi(x, y) = \int dp \sum_{n,s} c_{n,s}(p) \varphi_{p,n,s}(x, y), \quad (3)$$

$$c_{n,s=1}(p) = \sqrt{\frac{a}{\pi\sigma}} \exp\left(-\frac{(p-p_0)^2 a^2}{2\hbar^2}\right) \exp\left(-\frac{(n-n_0)^2}{2\sigma^2}\right). \quad (4)$$

Проведя интегрирование по квазиимпульсу, и полагая, что $a = l_B$, получим компоненты волновой функции в произвольный момент времени:

$$\Psi(x, y, t) = \frac{1}{2\pi^{3/4} a \sqrt{\sigma}} \exp\left(-\frac{x^2 + (y - qa^2)^2}{4a^2} + \frac{ix(y + qa^2)}{2a^2}\right) \cdot \sum_{n=2} \frac{1}{\sqrt{2^n n!}} \exp\left(-\frac{(n-n_0)^2}{2\sigma^2} - it\sqrt{n(n-1)}\right) \times \left(\frac{y - qa^2 - ix}{a}\right)^{n-2} \left(\sqrt{4n(n-1)}, \left(\frac{y - qa^2 - ix}{a}\right)^2\right)^T. \quad (5)$$

Далее воспользовавшись найденными компонентами волновой функции, вычислим среднюю скорость центра волнового пакета:

$$V_x(\tau) = \frac{\hbar}{m l_B} \frac{2\sqrt{2}}{\sigma\sqrt{\pi}} \sum_{n=0} \left\{ \exp\left(-\frac{(n-n_0)^2 + (n-n_0+3)^2}{2\sigma^2}\right) \times \sqrt{n+1} \cdot \cos\left(\left(\sqrt{(n+3)(n+2)} - \sqrt{n(n-1)}\right)\tau\right) + \exp\left(-\frac{(n-n_0)^2 + (n-n_0+1)^2}{2\sigma^2}\right) \times \sqrt{n+1} \cdot \cos\left(\left(\sqrt{n(n+1)} - \sqrt{n(n-1)}\right)\tau\right) \right\}. \quad (6)$$

На рис. 2 представлена зависимость скорости центра волнового пакета от времени. Время τ измеряется в единицах $t_0 = \frac{m l_B^2}{\hbar}$, а скорость в единицах $\frac{\hbar}{m l_B}$, $\sigma = \sqrt{3}$.

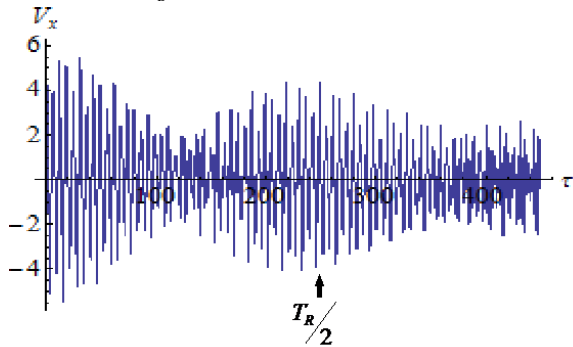


Рис. 2. Зависимость скорости центра волнового пакета от времени.

Видно, что для средней скорости характерно периодическое затухание и возобновления осцилляций. Эти процессы коллапса и возрождения скорости связано со специфической эволюцией

пакета типа «шредингеровского кота». Исходный локализованный волновой пакет в начальные моменты времени движется по классической циклотронной орбите с периодом $T_{cl} = 2\pi\hbar/E'_{n_0}$. С течением времени волновой пакет, ввиду наличия квадратичных слагаемых в разложении энергетического спектра (2), распределяется практически однородно по циклотронной орбите, однако в момент времени $T_R = 4\pi\hbar/E''_{n_0}$ пакет возрождается, т.е. снова становится локализованным в пространстве. Соответствующие этой динамике периоды равны $T_{cl} = 19t_0$, $T_R = 500t_0$. При индукции магнитного поля $B = 10 T$ в размерных единицах $T_{cl} = 0,6$ пс, $T_R = 15$ пс.

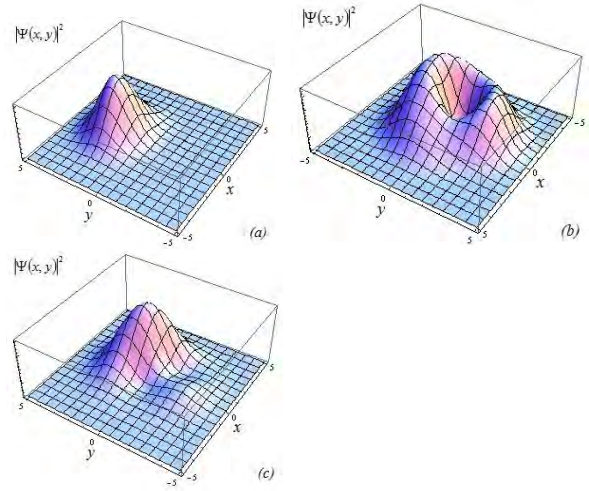


Рис. 3. Эволюция волнового пакета (3), (4) с параметрами $n_0 = 3$, $\sigma = \sqrt{3}$ в моменты времени $\tau = 0$ (a), $\tau = 0.23 \cdot T_R$ (b), $\tau = T_R/2$ (c) (x, y в единицах магнитной длины).

В заключении хотелось бы отметить, что изучение динамики мезоскопических квантовых состояний является актуальной проблемой, поскольку обнаруженные в ходе исследований эффекты должны определять динамику элементарных возбуждений, и, как следствие, основные характеристики и параметры приборов электроники, а также приборов, построенных на графене.

1. Novoselov K.S. et al., Nature, **438**, 197 (2005).
2. Zhang Y. et al., Nature, **438**, 201 (2005).
3. Maksimova G.M. et al., Phys. Rev. B, **78**, 235321 (2008).
4. Tomasz M. Rusin et al., Phys. Rev. B, **80**, 045416 (2009).
5. Xia F. et al., Nano Lett., **10**(2), 715 (2010).
6. Oostinga J.B. et al., Nature Mater, **7**, 151 (2008).
7. Авербух И.Ш. и др., УФН, **161**, 41 (1991).

Исследование реального энергетического спектра туннельно-связанных квантовых ям InGaAs/GaAs структурными и фотоэлектрическими методами

С.В. Хазанова¹, Н.В. Байдусь², Б.Н.Звонков², Д.А. Павлов¹, Н.В. Малехонова¹,
В.Е. Дегтярев¹, Д.С. Смотрин¹

¹ Нижегородский государственный университет им. Н.И.Лобачевского, Н. Новгород

² Научно-исследовательский физико-технический институт ННГУ, Н. Новгород

khazanova@phys.unn.ru

Гетероструктуры InGaAs/GaAs с квантовыми ямами вызывают значительный интерес благодаря их широкому применению в современной оптоэлектронике. В последнее время возрос интерес к источникам излучения в различных областях ИК диапазона [1]. Принцип действия подобных источников во многих случаях основан как на межзонных, так и межподзонных переходах в квантовых ямах. Однако энергетические характеристики и излучающие свойства структур весьма чувствительны к распределениям состава и упругих деформаций, которые определяются деталями процесса роста.

В настоящей работе приводится сопоставление результатов просвечивающей электронной микроскопии (ПЭМ), результатов моделирования роста и фотоэлектрических свойств гетероструктур InGaAs/GaAs с туннельно-связанными квантовыми ямами (ТСКЯ), выращенными методом МОС-гидридной эпитаксии при атмосферном давлении. Проведено исследование многопериодной структуры, каждый из периодов которой состоит из нескольких ям и барьеров разных по ширине и составу.

Методом просвечивающей электронной микроскопии был проведен элементный анализ в поперечном направлении исследуемых структур, получены изображения структуры в режиме микроскопа (ПЭМ) и в сканирующем (СПЭМ) режиме. Исследования производились на электронном микроскопе высокого разрешения JEOL (JEM 2100F) с ускоряющим напряжением 200 кэВ. Подготовка образца 6067 осуществлялась по специальной технологии препарирования структур на основе GaAs, разработанной в лаборатории ННГУ физического факультета кафедры физики полупроводников и оптоэлектроники. На ПЭМ снимках наблюдается распределение темных и светлых областей и шероховатые границы между ними. В этом режиме основной вклад в изображение дает Z-контраст, т.е. элементы с большим атомным номером на снимке дают более темный контраст. Таким образом, можно сделать предположение, что по контрасту можно построить профиль распределения In. Для построения профиля распределения индия по всему периоду была произведена цифровая обработка СПЭМ снимков в программе spmLab. В результате

анализа получен профиль распределения состава InGaAs в направлении роста (Рис.1).

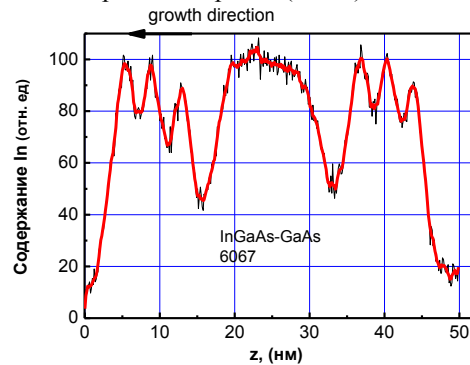


Рис. 1. Профиль содержания индия в одном периоде гетероструктуры, полученный из измерений ПЭМ.

Известно, что размытие гетерограниц происходит вследствие физических процессов, происходящих в процессе роста гетероструктуры [2,3]. В частности, эффект сегрегации индия приводит к выталкиванию атомов In из растущего слоя и искажению профиля состава. Компьютерное моделирование роста подобных структур с учетом эффекта сегрегации позволяет скорректировать ширину ям и барьеров с целью оптимизации технологических параметров. Оно также позволяет провести анализ экспериментальных данных с учетом реальных неоднородностей состава и структуры гетерограниц. В данной работе проведено сравнение профилей состава с профилями, полученными моделированием с учетом сегрегации индия.

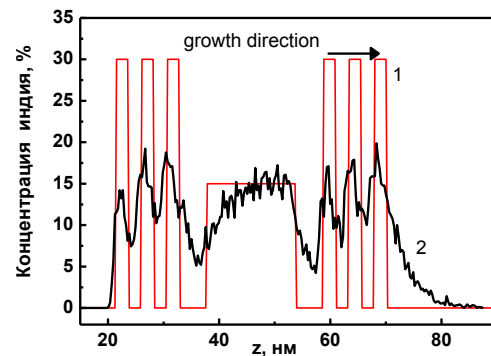


Рис.2. Профили состава в многобарьерной структуре, полученные с помощью моделирования. 1 – заданный прямоугольный профиль, 2 – полученный с учетом сегрегации.

Моделировался гетероэпитаксиальный рост структуры, представляющей собой сверхрешетку. Один период данной структуры содержит широкую квантовую яму (16 нм) и 6 узких (2.4 нм) $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ с различным составом $x=0.15$ и 0.3 соответственно (см. рис.2).

Модельный рост гетероэпитаксиальной структуры осуществляется методом Монте-Карло. Монте-Карло моделирование роста, используя микроскопический подход, обеспечивает достаточно реалистичное описание поверхностной сегрегации индия при эпитаксии $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{GaAs}$ в терминах энергии связи компонентов и параметров процесса роста. Алгоритм моделирования включает в себя два процесса: осаждение на подложку атомов In и Ga и их поверхностную диффузию. Вероятность этих процессов определяется как энергией связи с подложкой, так и количеством латеральных связей.

$$E_d = E_s + pE_{[110]} + qE_{[1\bar{1}0]} + E_c,$$

где E_s – энергия связи атома с подложкой, различная для атомов Ga и In, p и q обозначают число соседей по катионной подрешетке. Ранее было показано, что на степень размытия профиля значительным образом влияет температура роста и скорость потока осаждаемых атомов [4].

В качестве примера на рис. 2 показаны заданный прямоугольный профиль содержания индия в газовой фазе (1) и в твердой фазе (2), полученный моделированием с учетом сегрегации. Получено хорошее совпадение расчетного и экспериментального, полученного с помощью ПЭМ результатов, профилей распределения индия. Таким образом, показано, что методика ПЭМ позволяет достаточно точно вычислить послойное содержание индия.

На основании экспериментальных и модельных данных по профилю состава был восстановлен реальный профиль потенциала ТСКЯ. Полученный таким образом профиль $E_c(z)$ был использован в решении уравнения Шредингера совместно с уравнением Пуассона. Были вычислены энергии оптических переходов, квадраты волновых функций электронов и дырок в квантовых ямах (см. рис.3).

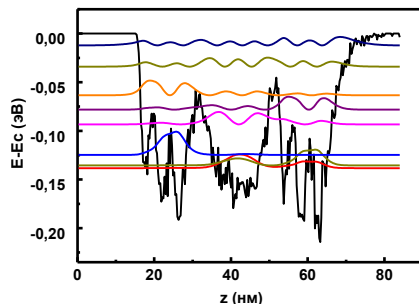


Рис. 3. Профиль зоны проводимости исследуемой структуры, электронные уровни и волновые функции

Исследовано влияние геометрии структуры на локализацию волновых функций в координатном

пространстве. Как видно из рис. 2 наличие сегрегации приводит к сильному искажению прямоугольного профиля, делая его несимметричным. “Электронный” и “дырочный” спектры в квантовой яме весьма чувствительны к распределениям состава и упругих деформаций.

Расчитанные энергии оптических переходов сравнивались с результатами измерений спектров фотолюминесценции (ФЛ) и фотопроводимости (ФП) в исследуемых структурах (рис.4). Из спектров ФЛ и ФП можно извлечь значения энергий трех первых оптических переходов 1.37, 1.40, 1.43 эВ. Наблюдалось удовлетворительное согласие расчетных и полученных из экспериментальных спектров энергий оптических переходов.

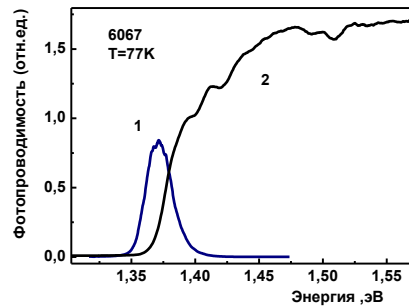


Рис.4. Спектры фотопроводимости (2) и фотолюминесценции (1), измеренные для данного образца ($T=77$ К).

Как известно, учет эффекта сегрегации в слоях $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ приводит к заметному искажению потенциального профиля ям и барьеров, а, следовательно, к изменению положения уровней в квантовой яме, а также величине матричных элементов. Кроме того, наличие сегрегации приводит к заметному энергетическому сдвигу уровней в ямах. Другими словами, при анализе оптических и электрофизических характеристик структуры необходимо учитывать эффект размытия гетерограниц. Необходимо отметить влияние флуктуации состава. Данная методика расчетов позволяет исследовать влияние ширины туннельных барьеров на положение уровней в квантовой структуре, а, следовательно, на энергию межзонных и внутризонных переходов. Подобные расчеты могут служить методом диагностики качества гетерограниц в структурах, выращиваемых для оптоэлектронных приборов.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (проекты 10-02-00501-а и 11-02-90454-Укр_ф_а).

1. Байдусь Н.В., Белевский П.А. и др. / ФТП, Т. 44, вып. 11, с.1543 (2010)
2. Schowalter M., Rosenauer A., and D. Gerthsen // Appl. Phys. Lett. **88**, 111906 (2006).
3. Дроздов Ю. Н., Байдусь Н. В., Звонков Б. Н. и др., ФТП **37**, 203 (2003).
4. S Khazanova. V., Vasilevskiy M. I. //Semicond. Sci. Technol. (25), 085008 (2010).

Исследование различных режимов осцилляций Раби в двойной квантовой точке со спин-орбитальным взаимодействием и релаксацией

Д.В. Хомицкий¹, Л.В. Гуляев¹, Е.Я. Шерман²

¹ Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского, Н. Новгород

² Department of Physical Chemistry, Universidad del País Vasco, Spain, and IKERBASQUE Basque Foundation for Science, Spain

khomitsky@phys.unn.ru

Интенсивное развитие спинтроники как науки о фундаментальных и прикладных спин-зависимых явлениях в последние несколько лет обозначило актуальность вопросов динамического управления спиновой степенью свободы в низкоразмерных структурах. Помимо систем с магнитным порядком, представляют значительный интерес и структуры, где управление магнитным моментом было бы возможно путём изменения параметров одного лишь электрического поля. Одним из наиболее перспективных классов систем для такого управления спина являются наноструктуры с сильным спин-орбитальным взаимодействием (СОВ), в которых возможно осуществлять переворот спина с помощью сравнительно слабого периодического внешнего электрического поля на частоте перехода между уровнями с различной проекцией спина, т.е. через возбуждение осцилляций Раби [1,2]. В последние годы такие осцилляции стали наблюдать в экспериментах с двумерными или даже эффективно одномерными структурами с электронным газом на основе обычных полупроводников вида GaAs [3], где существенна роль СОВ. В наших недавних теоретических исследованиях были рассмотрены квантовые состояния [4] и модели осцилляций Раби [5] в многоуровневой системе, где была обнаружена нетривиальная нелинейная зависимость частоты Раби от амплитуды резонансного поля, что является отличительной чертой более сложных моделей, выходящих за рамки двухуровневого приближения. При этом в большинстве исследований осцилляций Раби недостаточно подробно исследуется влияние внешней среды в форме включения процессов релаксации, в том числе диссипации энергии и декогерентности спиновых состояний.

В данной работе нами исследуются различные режимы осцилляций Раби в рамках кинетического уравнения для электронной матрицы плотности с учётом релаксации [6]. Уравнение записано в базе стационарного гамильтониана H_0 двойной квантовой точки с вкладами в СОВ от слагаемых Рашба и Дрессельхауза [4], на которую воздействует периодическое электрическое поле в виде простой функции $E(t) = E_0 \sin(\omega t)$ где ω – частота зеемановского резонанса, т.е. в этом случае энергия кванта $\hbar\omega$ равна расстоянию между уровнями зеемановских дублетов. Пример такой системы уровней показан на рис.1 для поля

$B_z = 6.93$ Т, когда зеемановское расщепление $\Delta E_z = 0.18$ мэВ вдвое превосходит туннельное расщепление $E_g = 0.09$ мэВ основного уровня в двойной квантовой точке.

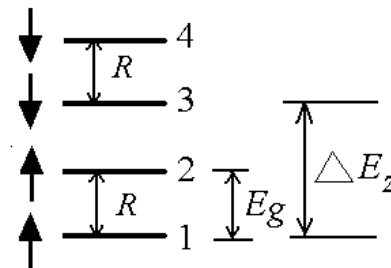


Рис.1. Система из четырёх нижних уровней в двойной квантовой точке для магнитного поля $H_z = 6.93$ Т, когда зеемановское расщепление ΔE_z вдвое превосходит туннельное расщепление E_g . Резонанс происходит на частоте, отвечающей ΔE_z , а релаксация R учитывается в каждой из подсистем с одинаковой проекцией спина.

В нашей модели высота барьера между ямами $U_0 = 10$ мэВ, расстояние между их центрами $2d = 50\sqrt{2}$ нм, амплитуды СОВ слагаемых Рашба $\alpha = 1.0 \cdot 10^{-9}$ эВ·см. и Дрессельхауза $\beta = 0.3 \cdot 10^{-9}$ эВ·см. Внешнее воздействие определяет возмущающую часть $V = -eE(t)x$ для полного гамильтониана задачи $H = H_0 + V$, а кинетическое уравнение для матрицы плотности ρ_{nm} в базе H_0 со спектром ϵ_n с учётом релаксации имеет вид [6]

$$\frac{d\rho_{nm}}{dt} = -\frac{i}{\hbar}(\epsilon_n - \epsilon_m) - \frac{i}{\hbar} [V(t), \rho]_{nm} - R_{nm}, \quad (1)$$

где для уровней на рис.1 мы используем простую модель релаксационных слагаемых с сохранением следа матрицы плотности, где

$$\begin{aligned} R_{11} &= \gamma_0(\rho_{11} - \rho_{22}), & R_{22} &= \gamma_0(\rho_{22} - \rho_{11}), \\ R_{33} &= \gamma_0(\rho_{33} - \rho_{44}), & R_{44} &= \gamma_0(\rho_{44} - \rho_{33}), \\ R_{12} &= \gamma_0\rho_{12}, & R_{34} &= \gamma_0\rho_{34}, \end{aligned} \quad \text{остальные } R_{n < m} = 0, \quad (2)$$

а γ_0 есть единственный в этой простой модели параметр скорости релаксации. Одинаковый множитель γ_0 перед всеми диагональными компонентами матрицы плотности в (2) отвечает случаю высоких температур $T \gg \Delta E_z$, что наиболее актуально для

экспериментов. Равенство скорости релаксации для диагональных и недиагональных компонент в (2) можно принять в первом приближении как следствие одинакового физического механизма релаксации для всех состояний в нашей модели. Направление действия релаксационных слагаемых показано символом R на рис.1, что отвечает взаимодействию в процессах релаксации только между уровнями с одинаковой проекцией спина.

Пример эволюции компонент матрицы плотности в модели (1),(2) и спиновой проекции $\sigma_z(t)$ (спин в единицах $\hbar/2$), при начальном положении «спин вверх» на основном уровне 1 (см. рис.1) показан на рис.2 для слабой амплитуды электрического поля $E_0 = 140$ В/см и скорости релаксации $\gamma_0 = 1/(200 \text{ пс})$, где время релаксации 200 пс отвечает приблизительно 9 периодам внешнего поля.

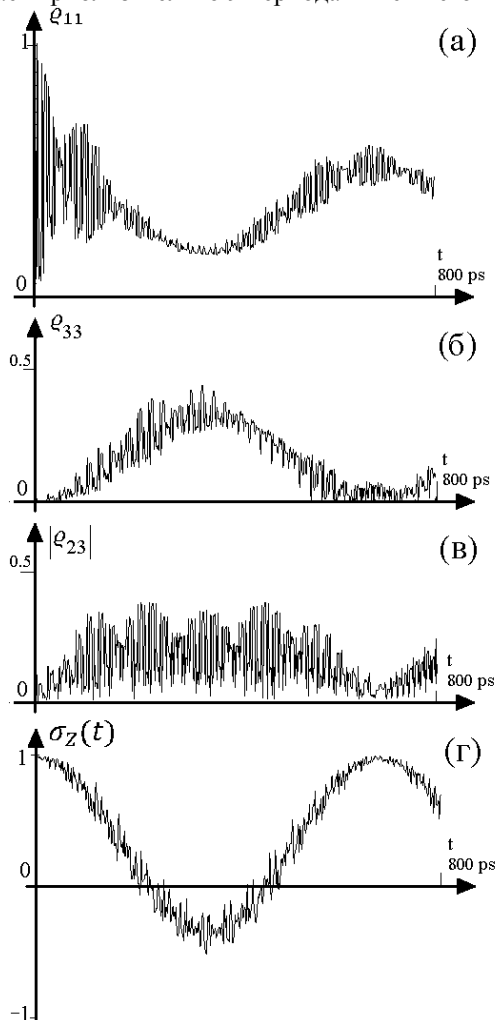


Рис.2. Эволюция компонент электронной матрицы плотности и среднего значения $\sigma_z(t)$ (спин в единицах $\hbar/2$), для амплитуды внешнего резонансного поля $E_0 = 140$ В/см и скорости релаксации $\gamma_0 = 1/(200 \text{ пс})$. (а) - (в): Динамика компонент ρ_{11} , ρ_{33} и $|\rho_{23}|$, определяющих населённость уровней с проекцией спина вверх и вниз, а также $|\rho_{23}|$, описывающего взаимодействие между уровнями с разной проекцией спина. (г) Эволюция среднего значения $\sigma_z(t)$, демонстрирующая (неполный) переворот спина на времени около 33 периодов внешнего поля.

На рис. 2 показаны по одному графику для эволюции населённостей уровней 1 и 3 из рис.1, поскольку вклад от уровней 2 и 4 ведут себя схожим образом. Кроме того, обращает на себя внимание постоянное, без затухания, присутствие во времени коррелятора ρ_{23} между группами уровней с различной проекцией спина, что обусловлено влиянием внешнего резонансного поля. При этом корреляторы внутри групп уровней 1,2 и 3,4 в соответствии с (2) затухают на масштабе времени $1/\gamma_0$ (не показаны на рис.2).

Наиболее важным отличием эволюции системы с учётом релаксации в отличие от моделей без затухания [5] является ускорение переворота спина при определённых значениях амплитуды возмущения. Физический механизм такого увеличения частоты Раби связан с механизмом обмена энергией с термостатом, приводящим к ускорению изменения населённостей уровней с противоположными проекциями спинов в дополнении к вынужденному динамическому процессу, обусловленному полем накачки.

Полученные результаты свидетельствуют о важности учёта и нетривиальном влиянии процессов релаксации на скорость управляемого переворота спина при возбуждении осцилляций Раби в полупроводниковых наноструктурах с двойной квантовой точкой, что важно для последующей экспериментальной, а возможно, и приборной реализации предсказываемых эффектов, в том числе в принципиально новых схемах обработки информации и квантовых вычислениях.

Работа поддержана (Д.В.Х.) грантами РФФИ (11-02-00960а, 11-02-97039/регион), а также (Е.Я.Ш.) грантами MCINN FIS2009-12773-C02-01, and "Grupos Consolidados UPV/EHU del Gobierno Vasco" grant IT-472-10.

1. Rashba, E.I. Orbital Mechanisms of Electron-Spin Manipulation by an Electric Field / E.I. Rashba and A.L. Efros // Physical Review Letters 2003. V.91, № 12. P.126405-1 – 126405-4.

2. Rashba, E.I. Theory of electric dipole spin resonance in quantum dots: Mean field theory with Gaussian fluctuations and beyond / E.I. Rashba // Physical Review B 2008. V. 78, № 19. P. 195302-1 – 195302-15.

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. Pulse-pumped double quantum dot with spin-orbit coupling / D.V. Khomitsky and E.Ya. Sherman // Europhysics Letters, 2010, V.90, p.27010-1 – 27010-6.

5. Khomitsky, D.V. Pumped double quantum dot with spin-orbit coupling. / D.V. Khomitsky and E.Ya. Sherman // Nanoscale Research Letters, 2011, V.6, p.212-1 – 212-5.

6. Блум, К. Теория матрицы плотности и её приложения. М.: Мир. – 1983. – 248с.

Эффекты гигантского спин-орбитального взаимодействия в наноструктурах «висмут на кремнии» и их перспективы в спинтронике и нанoeлектронике

Д.В. Хомицкий, А.А. Чубанов

Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского, Н. Новгород

khomitsky@phys.unn.ru

В настоящее время одной из основных задач спинтроники как раздела физики наноструктур и базы для создания принципиально новых магнитных устройств нанoeлектроники является создание гибридных структур на полупроводниковой базе, обладающих сильным спиновым расщеплением, делающим их потенциально пригодными для работы при комнатных температурах, в том числе без приложения внешнего магнитного поля. Одним из кандидатов на эту роль являются интенсивно исследуемые в последнее время структуры с монослоем атомов висмута на поверхности кремния Bi/Si [1-3]. В таких структурах величина спин-орбитального взаимодействия (СОВ), обусловленная наличием висмута, оказывается очень велика и в экспериментах по исследованиям зонной структуры достигает 100 – 200 мэВ, что значительно превышает тепловую энергию при комнатной температуре (26 мэВ) и позволяет надеяться на успешное внедрение таких структур в устройства спинтроники завтрашнего дня.

До последнего времени большинство исследований структур Bi/Si носило экспериментальный характер, за исключением недавней работы [1], где впервые были предложены квантово-механические модели зонной структуры электронов на поверхности Bi/Si. Существует необходимость теоретического, а затем и экспериментального исследования и других важнейших характеристик электронов на поверхности Bi/Si, в первую очередь их отклика на внешние воздействия в виде постоянного и переменного электрического полей. Расчёт такого отклика, в том числе зарядового тока и спиновой поляризации [4] в постоянном поле, а также обсуждение механизмов спиновой релаксации в данной системе и составляет задачу данной работы.

В рамках обобщения модели почти свободных электронов [1] нами была разработана её модификация, более точно отражающая симметрию гексагональной зоны Бриллюэна для электронов в системе Bi/Si(111) [5]. Энергетический спектр электронов в четырёх нижних зонах, построенный в рамках разработанной нами модели, показан на рис.1. Можно видеть, что гексагональная геометрия зоны Бриллюэна находит своё отражение в форме дисперсионных зависимостей, причём определенное в экспериментах [1,2] положение уровня Ферми отвечает его расположению между зонами 2 и 3.

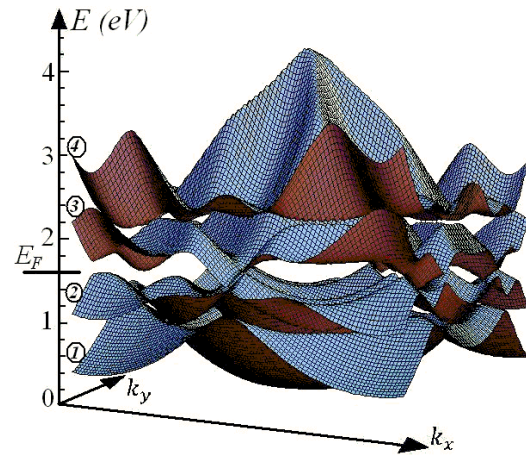


Рис.1. Энергетический спектр электронов на интерфейсе Bi/Si в четырёх нижних зонах, показанный в двумерной зоне Бриллюэна. Положение уровня Ферми [1] отвечает его расположению между зонами 2 и 3 [5].

При анализе спектра на рис.1 можно сделать вывод о том, что характерная величина ширины энергетической зоны в данной системе составляет около 1 эВ, что отвечает скорее металлическим, а не полупроводниковым системам, и позволяет рассчитывать на обнаружение предсказываемых эффектов при комнатных температурах.

Далее нами был выполнен расчёт и анализ вольтамперной характеристики, т.е. зависимости плотности тока от величины приложенного постоянного электрического поля (амплитудой до 2 кВ/см), в рамках метода кинетического уравнения для функции распределения [5]. В

присутствии электрического поля E_x и с учётом конечной температуры образца $T = 293\text{ K}$ и конечной частоты релаксации импульса $\nu = 10^{12}\text{ s}^{-1}$ нами решалось кинетическое уравнение для функции распределения $f_m(\mathbf{k}, E_x)$ в m -ой энергетической зоне, которое в простейшем стационарном и одномерном приближении имеет вид

$$eE_x \frac{\partial f_m(\mathbf{k}, E_x)}{\partial k_x} = -\nu [f_m(\mathbf{k}, E_x) - F_m(\mathbf{k})], \quad (1)$$

где $F_m(\mathbf{k})$ есть равновесная функция распределения Ферми, причём $f_m(\mathbf{k}, 0) = F_m(\mathbf{k})$. После решения уравнения (1) в каждой зоне нами были

найлены поверхностная плотность электрического тока $j(E_x)$ и средние значения индуцированных электрическим полем проекций спина $S_i(E_x)$, которые в двумерном электронном газе с поверхностной концентрацией носителей n могут быть рассчитаны следующим образом:

$$j(E_x) = en \sum_{m,k} \langle \psi_{mk} | v_x | \psi_{mk} \rangle f_m(\mathbf{k}, E_x), \quad (2)$$

$$S_i(E_x) = n \sum_{m,k} \langle \psi_{mk} | \sigma_i | \psi_{mk} \rangle f_m(\mathbf{k}, E_x), \quad (3)$$

причём оператор скорости $v_x = \partial H / \partial k_x$ в присутствии вкладов Рашбы и Дрессельхауза в СОВ содержит слагаемые с матрицами Паули. Зависимость плотности тока (2) и спиновой поляризации (3) для электронов в системе Bi/Si показана на рис.2. Если плотность тока (рис.2(a)) изменяется при смене направления поля на незначительную величину в пределах 12%, то индуцированная поляризация (рис.2(b)) меняется весьма значительно. Именно, во внешнем электрическом поле, направленном вдоль оси x , в поляризации доминирует y -компонента спина, и наоборот. Такие особенности индуцированной спиновой поляризации уже отмечались в полупроводниковых системах с СОВ Рашбы [4], однако и в системе Bi/Si, как это следует из результатов на рис.2, существует возможность их наблюдения и, возможно, последующего использования в устройствах, работающих при комнатных температурах.

Для практического использования в спинтронике любой структуры необходимо знать, как в ней происходит спиновая релаксация (СР). Оценку скорости СР для электронов на интерфейсе Bi/Si можно сделать, сравнив относительную величину доминирующих в полупроводниковых структурах с электронной проводимостью механизмов Эллиота-Яфета и Дьяконова-Переля (ДП), что с помощью известных соотношений [6] позволяет судить о доминировании в нашем случае механизма ДП. Такая ситуация обусловлена большими характерными энергиями и ширинами зон в системе Bi/Si (рис.1) по сравнению с оценкой уширения уровней по скорости релаксации импульса, что приводит к большой величине эффективного магнитного поля в механизме релаксации ДП, которое задаётся амплитудой СОВ.

Проведённые нами оценки показывают, что в системе электронов на интерфейсе Bi/Si механизм ДП даёт весьма быструю скорость СР, сравнимую с таковой для металлических систем. Данное обстоятельство следует учитывать для оценки перспектив использования данного материала для разработок приборов спинтроники, где, как правило, желательно иметь как можно более низкую

скорость СР. Количественное описание её протекания в данной системе как в постоянном электрическом, так и в переменном электромагнитном полях, будет предметом дальнейших исследований.

Работа выполнена при поддержке грантов РФФИ (11-02-00960а, 11-02-97039/регион).

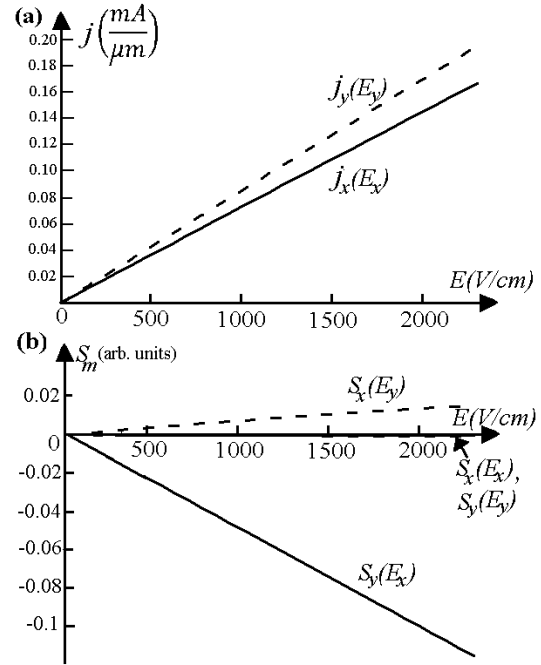


Рис.2. Зависимость плотности тока (2) и спиновой поляризации (3) для электронов на интерфейсе Bi/Si от напряжённости приложенного электрического поля. В поле, направленном вдоль оси x , в поляризации доминирует компонента спина S_y , и наоборот [5].

1. Frantzeskakis, E. A band structure scenario for the giant spin-orbit splitting observed at the Bi/Si(111) interface / E. Frantzeskakis, S. Pons, and M. Grioni // Phys. Rev. B, 2010, V.82, p.085440-1 – 085440-11.
2. Gierz, I. Silicon Surface with Giant Spin Splitting / I. Gierz, T. Suzuki, E. Frantzeskakis, et al // Phys. Rev. Lett., 2009, V.103, p.046803-1 – 046803-4.
3. Miwa, R.H. Bi covered Si(111) surface revisited / R.H. Miwa, T.M. Schmidt, and G.P. Srivastava // J. Phys. C, 2003, V.15, p.2441-2447.
4. Kleinert, P. Spin accumulation in lateral semiconductor superlattices induced by a constant electric field / P. Kleinert, V.V. Bryksin, O. Bleibaum, // Phys. Rev. B, 2005, V.72, p.195311-1 – 195311-6.
5. Khomitsky, D.V. Quantum states and linear response in dc and electromagnetic fields for charge current and spin polarization of electrons at Bi/Si interface with giant spin-orbit coupling / D.V. Khomitsky // arXiv:1105.4215; ЖЭТФ, 2012, т.141, вып.3.
6. Wu, M.W. Spin dynamics in semiconductors / M.W. Wu, J.H. Jiang, M.Q. Weng // Physics Reports, 2010, V.493, p.61 – 236.

Гашение задержанной фотопроводимости в легированных сплавах на основе теллурида свинца

В.И. Черничкин, Д.Е. Долженко, Л.И. Рябова, Д.Р. Хохлов

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

khokhlov@mig.phys.msu.ru

Большинство современных спектроскопических систем терагерцового диапазона используют метод активной локации, когда исследуемый объект освещается мощным лазерным терагерцовым импульсом, и исследуется сигнал, отраженный от объекта или прошедший через него. Пассивные системы, которые исследовали бы излучение терагерцового диапазона, испущенное собственно объектом, практически отсутствуют. Основная причина этого – малая чувствительность соответствующих приемников излучения. В то же время использование таких систем, безусловно, открыло бы принципиально новые возможности во многих областях деятельности, наиболее перспективной из которых представляются медицинские приложения.

Ранее нами было показано, что легированные сплавы на основе теллурида свинца являются чрезвычайно перспективными материалами, на основе которых можно создать высокочувствительные фотоприемные системы терагерцового спектрального диапазона, способные, в принципе, осуществлять пассивную локацию. Принцип работы соответствующих фотоприемных устройств основан на использовании явления задержанной фотопроводимости, наблюдающейся в $Pb_{1-x}Sn_xTe(In)$ при температурах $T < 25$ К. Данное явление обусловлено резким ростом времени жизни неравновесных электронов в $Pb_{1-x}Sn_xTe(In)$ при понижении температуры [1,2].

Задержанная фотопроводимость в терагерцовом спектральном диапазоне, наблюдающаяся в $Pb_{1-x}Sn_xTe(In)$, связана с формированием в спектре указанных полупроводников необычных примесных состояний, положение которых следует за квазиуровнем Ферми, а не фиксировано в определенном месте энергетического спектра, как в стандартных случаях. Такая ситуация является совершенно нетрадиционной в физике твердого тела, и потому является весьма интересной с фундаментальной точки зрения. Именно это свойство обеспечивает возможность регистрации слабых электромагнитных сигналов терагерцового диапазона. Для того, чтобы иметь возможность построить фотоприемную систему, использующую явление задержанной фотопроводимости, необходимо уметь быстро ее гасить, т.е. с помощью какого-либо внешнего воздействия быстро возвращать проводимость материала в исходное «темновое» состояние, после чего мог бы начинаться новый цикл накопления фото-возбужденных электронов. Ранее нами был разработан такой способ гашения задержанной фотопроводимости с помощью подачи короткого радиочастотного импульса на контакты образца. В резуль-

тате удавалось вернуть систему в «темновое» состояние проводимости за время, не превышающее 10 мкс [3,4].

В настоящей работе были проведены экспериментальные исследования эффективности радиочастотного гашения задержанной фотопроводимости в $Pb_{1-x}Sn_xTe(In)$ в зависимости от частоты в импульсе, мощности в импульсе и длительности импульса. Поток терагерцового излучения на образце был постоянным, частота гашения составляла 1 кГц, т.е. импульс гашения подавался с периодом 1 мс, температура образца составляла 4.2 К. Эффективность гашения оценивалась следующим образом. Определялась проводимость материала σ_{10} и σ_{90} через промежуток времени, составляющий 10% и 90% от периода подачи импульсов (рис.1). После этого строилась зависимость величин σ_{10} , $(\sigma_{90} - \sigma_{10})$ и $(\sigma_{90} - \sigma_{10})/\sigma_{10}$ от радиочастоты f , мощности в импульсе P и длительности импульса Δt .

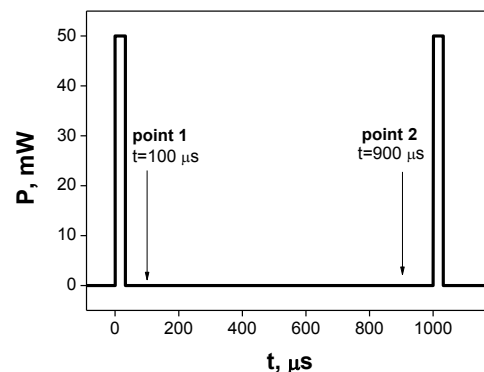


Рис. 1. Схема измерений. На рисунке показаны импульсы гашения и моменты времени между импульсами, когда определялась величина проводимости материала.

Результаты исследования показали следующее. Во-первых, установлено, что эффективность гашения сильно возрастает при уменьшении частоты f . Наиболее эффективным гашение является при частотах в импульсе менее 100 МГц, если частота в импульсе превышает 700 МГц, гашение не наблюдается вовсе. Во-вторых, показано, что при одинаковой частоте в импульсе эффективность гашения возрастает по мере увеличения мощности и длительности импульса. Наконец, продемонстрировано, что гашение может быть «слишком» эффективным. Это проявляется в том, что проводимость материала после окончания импульса гашения падает до своего темнового значения, скорость нарастания сигнала фотопроводимости после окончания импульса гашения резко падает, величины σ_{10} и σ_{90} практически не отличаются от темновой проводимости.

мости, соответственно, величина $(\sigma_{90} - \sigma_{10})$ близка к нулю. Наиболее явно данный эффект виден при низких частотах в импульсе.

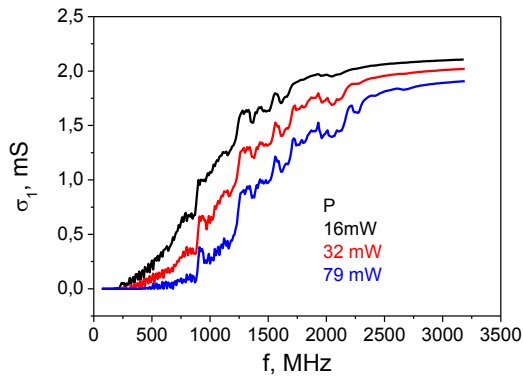


Рис. 2. Зависимость величины σ_1 от частоты в импульсе гашения при различных мощностях импульса.

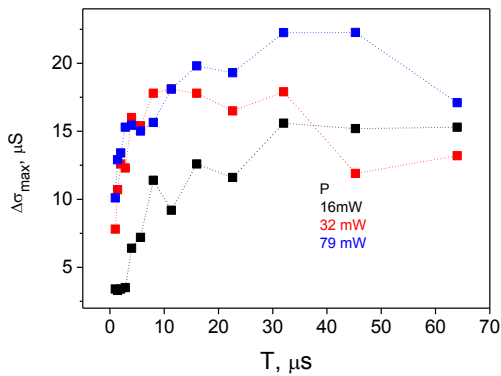


Рис. 3. Зависимость величины $\Delta\sigma$ от длительности импульса при различных мощностях импульса.

По всей вероятности, при «слишком эффективном» гашении задержанной фотопроводимости фотовозбужденные электроны локализируются не в метастабильное примесное состояние, отвечающее появлению фотоотклика в терагерцовом спектральном диапазоне, а в более глубоко лежащее по энергии основное примесное состояние, ответственное за эффект стабилизации уровня Ферми. Данный результат является косвенным подтверждением того, что примесные метастабильные состояния в $\text{Pb}_{1-x}\text{Sn}_x\text{Te}(\text{In})$ возникают только тогда, когда уровень (или квазиуровень) Ферми попадает в разрешенную зону, и привязаны к положению этого уровня. Если все электроны локализируются в основное состояние вследствие подачи «слишком эффективного» импульса гашения, то и терагерцовая фоточувствительность практически отсутствует.

Тот факт, что эффективность гашения возрастает при понижении частоты в импульсе, свидетельствует, по всей видимости, о том, что эффект гашения связан с разогревом электронного газа, поскольку поглощение электромагнитного излучения на свободных электронах растет при увеличении длины волны.

1. Volkov B.A., Ryabova L.I., Khokhlov D.R. *Physics-Uspexhi* **45**, 819 (2002).
2. Ryabova L.I., Khokhlov D.R., *JETP Lett.* **80**, 133 (2004).
3. Khokhlov D., Ryabova L., Nicorici A., Shklover V., S Ganichev., Danilov S., Bel'kov V., *Appl. Phys. Lett.* **93**, 264103 (2008).
4. Galeeva A.V., Ryabova L.I., Nikorich A.V., Ganichev S.D., Danilov S.N., V. Bel'kov V., Khokhlov D.R., *JETP Lett.* **91**, 35 (2010).

Парные взаимодействия между электронами одномерных ферми-жидкостей противоположной киральности в присутствии потенциала беспорядка

М.Г. Прокудина, В.С. Храпай

Институт физики твердого тела РАН, Черноголовка

prok@issp.ac.ru

Законы сохранения энергии и импульса накладывают существенные ограничения на парные процессы неупругого рассеяния в одномерных системах. По этой причине, например, эффект кулоновского увлечения в одномерном случае носит резонансный характер и имеет место только для двух идентичных электронных систем [1]. В так называемых киральных одномерных системах разрешено только одно направление импульса (знак киральности). В этом случае рассеяние назад отсутствует и неупругие процессы не приводят к увлечению. Роль неупругих процессов проявляется в передаче энергии между неравновесными киральными системами, что поддается прямому измерению [2]. В чистых системах, передача энергии в парных процессах рассеяния запрещена между системами с противоположной киральностью. В этом случае необходимы как минимум процессы трехчастичного рассеяния [3], дающие другие зависимости от управляющих параметров. Однако, при наличии беспорядка закон сохранения импульса нарушается и процессы парного рассеяния становятся возможны [4]. Таким образом, исследование неравновесной передачи энергии между одномерными системами противоположной киральности позволяет напрямую исследовать роль беспорядка и парных неупругих процессов.

Мы исследуем неравновесный обмен энергией между одномерными краевыми каналами противоположной киральности в целочисленном квантовом эффекте Холла. Краевые каналы расположены на расстоянии порядка 300 нм, гальванически развязаны и разделены непроницаемым туннельным барьером. Система реализована при помощи электронно-лучевой литографии в высокоподвижной двумерной системе гетероструктуры GaAs/AlGaAs. Измерения проведены в магнитных полях до 5Тл, при базовой температуре 60 мК. Неравновесное распределение электронов в первом (горячем) канале создается при помощи пропускания по-

стоянного тока через частично прозрачный квантовый контакт (КК). Энергия, переданная изначально равновесному второму каналу, исследуется при помощи второго КК.

Путем измерения сигнала аналогичного термо-ЭДС [5] и наведенного изменения кондактанса второго КК, определяется зависимость эффективной температуры T_{eff} второго краевого канала от тянущего напряжения в первом. Эта методика применима для тянущих напряжений вплоть до $V=1$ мВ (соответственно, избыточных энергий 1мэВ) в горячем канале. При тянущих напряжениях $V > 100$ мкВ обнаружена линейная зависимость $T_{\text{eff}} \propto V$, что свидетельствует о доминировании парных неупругих процессов при наличии беспорядка. При меньших V зависимость $T_{\text{eff}}(V)$ близка к квадратичной, что позволяет оценить величину кванта передаваемой энергии в 30-50 мкэВ. Как показывает расчет по теории возмущений, эффект обусловлен парным кулоновским рассеянием электронов двух каналов в присутствии беспорядка. Оценка корреляционной длины беспорядка на краю квантовой Холловской системы составляет около 1 мкм. По существу, полученные результаты впервые демонстрируют важность беспорядка и парных неупругих кулоновских процессов для энергетической релаксации в краевых каналах целочисленного эффекта Холла.

1. Debray P., Zverev V.N., et al. // *Semicond. Sci. Technol.* **17**, R21R34 (2002)
2. le Sueur H., Altimiras C. et al. // *Phys. Rev. Lett.* **105**, 056803 (2010); Altimiras C., le Sueur H. et al. // *Phys. Rev. Lett.* **105**, 226804 (2010)
3. Karzig T., Glazman L.I., and von Oppen F. // *Phys. Rev. Lett.* **105**, 226407 (2010)
4. Lunde A.M., Nigg S.E., and Buttiker M. // *Phys. Rev. B.* **81**, 041311(R) (2010)
5. Prokudina M.G., Khrapai V.S. et al. // *Phys. Rev. B.* **82**, 201310(R) (2010)

Гетероструктурные нитевидные нанокристаллы

Г.Э. Цырлин

Санкт-Петербургский академический университет – научно-образовательный центр нанотехнологий РАН,
С.-Петербург

Физико-Технический Институт им.А.Ф. Иоффе РАН, С.-Петербург
Институт Аналитического Приборостроения РАН, С.-Петербург
Санкт-Петербургский Государственный Университет, С.-Петербург

cirlin@beam.ioffe.ru

Нитевидные нанокристаллы (ННК), или нановискеры, представляют большой интерес как возможный материал для ряда устройств нового поколения – лазеров, фотодетекторов, солнечных элементов и других приборов. Следует подчеркнуть, что ННК формируются не в результате процессов самоорганизации, как многие другие наноструктуры, а за счет предварительной подготовки поверхности. Возможность прецизионного контроля диаметра, высоты, формы, плотности, структуры и состава ННК, а также возможность роста на рассогласованных по постоянной решетке подложках, являются, на наш взгляд, важными преимуществами, позволяющим существенно улучшить свойства материала и создать новое поколение функциональных наноструктур с качественно новыми характеристиками. Особый интерес представляют гетероструктурированные ННК. У подобных наноструктур появляются новые электронные и оптические свойства, поэтому данные гибридные материалы – объекты интенсивного исследования в современной физике. В работе рассматриваются две основных возможности роста ННК – комбинирование различных материалов в ННК, также рост ННК на «чужих подложках».

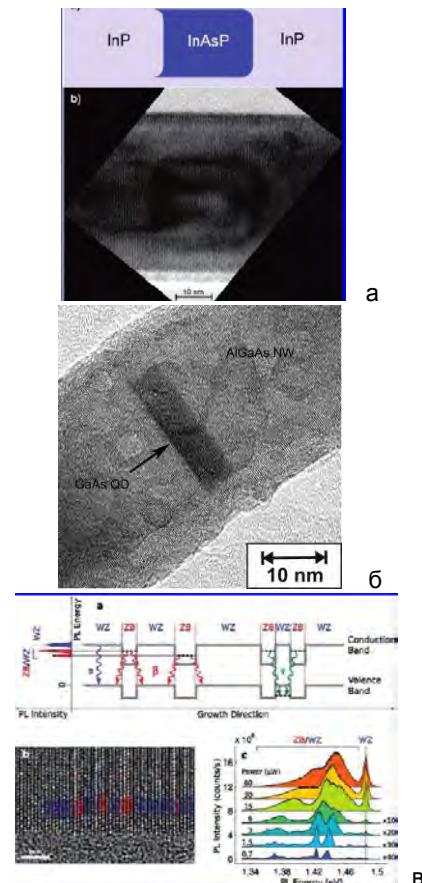
Ростовые эксперименты проводились на установках молекулярно-пучковой эпитаксии (МПЭ), оснащенных различными эффузионными источниками, в том числе, алюминия, галлия, индия, мышьяка, фосфора, азота и золота. Для исследования поверхности во время роста использовался метод дифракции быстрых электронов на отражение (ДБЭО). Энергия зондирующего электронного пучка, используемого для исследования структуры образцов в данной работе, составляла 10 - 20 кВ. В качестве подложек использовались полированные пластины как арсенида галлия с ориентацией поверхности (111)В, так и Si(111). В основном использовались три методики роста: с использованием золота в качестве катализатора (система АЗВ5), самокаталитический рост (система GaAs на Si), когда в качестве катализатора роста использовался один из элементов ННК, а также самокаталитический рост, когда рост ННК осуществлялся без внешнего катализатора (нитридо-содержащие соединения).

Исследование поверхностной морфологии проводилось методами растровой электронной микроскопии (РЭМ). Структурные свойства ННК производились с помощью трансмиссионного электронного микроскопа (ТЭМ) Carl Zeiss, включая микро-

скопию высокого разрешения. Исследования рамановских спектров образцов были проведены при комнатной температуре на спектрометрической установке Horiba Jobin-Yvon T64000, оснащенной конфокальным микроскопом. Для возбуждения спектра рассеяния использовался Ag⁺-лазер (длина волны $\lambda = 514$ nm). Плотность лазерного излучения на образце была 2.5–50 kW/cm². Для исследования спектров фотолюминесценции (ФЛ) использовались Nd:YAG и Ti:Sa лазеры.

1. Рост гетероструктурированных ННК с использованием золота.

В данной части рассматриваются 3 основных системы ННК: InAsP/InP (квантовые точки (КТ) InAsP в InP ННК), AlGaAs/GaAs (GaAs КТ в AlGaAs ННК) и InP, содержащих фрагменты с гексагональной и кубической кристаллографической фазой (так называемые фазовые КТ). В качестве примеров на рис. 1, последовательно: InP/InAsP, GaAs/AlGaAs, InP(W)/InP(C)) приведены примеры подобных включений



В докладе приводятся результаты по структурным и оптическим свойствам данных гетероструктур. В частности, приводятся доказательства нульмерного характера подобных комбинированных наноструктур.

2. Рост AZB5 ННК на поверхности кремния.

В данной части рассмотрен гетероэпитаксиальный рост различных бинарных соединений AZB5 на поверхности кремния с использованием в качестве катализатора как золота, так и галлия. Для Au-каталитического роста показано, что для каждого соединения существуют критические диаметры ННК, при превышении которых ННК либо дислоцированы, либо не растут вовсе. Определены температурные интервалы когерентного роста ННК. Показано, что при самокаталитическом росте GaAs ННК на поверхности Si(111) возможно получение бездефектных ННК, обладающие кубической структурой и проведено исследование влияния метода подготовки поверхности подложки на структурные свойства выращенных ННК. Обсуждаются преимущества и недостатки данного способа роста ННК.

3. Бескаталитический рост нитридо-содержащих ННК на поверхности кремния.

В данной части рассмотрены основные особенности роста GaN и GaN/AlN на поверхности

Si(111). Показано, что в данной системе образуются цилиндрические ННК, обладающие гексагональной симметрией с гранями $\{10-10\}$ и диаметрами до 20 нм. С помощью метода рентгеновской дифракции полярных картин обнаружено сосуществование ННК с 2 типами кристаллографической ориентации, количественное соотношение которых зависит от процедуры получения островков на начальной стадии. Установлено, что при оптимизированных условиях роста ансамбль GaN ННК характеризуется высокой эффективностью фотолюминесценции вплоть до комнатной температуры. Оптические свойства ННК, полученные с помощью метода локальной катодолюминесценции вдоль одиночных ННК показывают, что на границе «подложка кремния – GaN ННК» не происходит образование структурных дефектов типа дислокаций, а плотность дефектов типа переброски фаз значительно ниже, чем для системы GaAs ННК – Si подложка. Приводятся результаты по практическому применению нитридо-содержащих ННК.

Работа выполнена при финансовой поддержке Министерства образования и науки РФ, различными научными программами Президиума РАН, Санкт-Петербургского Государственного Университета, грантами РФФИ и научными программами FP7 SOBONA и FUNPROB.

Температурная зависимость фотолюминесценции нанопериодических структур с упорядоченными массивами нанокристаллов кремния в оксидной матрице

И.А. Чугров¹, С.Н. Нагорных^{1,2}, В.И. Павленков^{1,3}, А.В. Ершов¹, А.Н. Михайлов¹,
А.И. Белов¹, Д.И. Крыжков⁴, Л.В. Красильникова^{1,4}, Д.И. Тетельбаум¹

¹ Научно-исследовательский Физико-технический институт Нижегородского государственного университета им. Н.И. Лобачевского, Н. Новгород

² Нижегородский государственный педагогический университет им. Козьмы Минина – Мининский университет, Н. Новгород

³ Арзамасский государственный педагогический институт им. А.П. Гайдара, Арзамас

⁴ Институт физики микроструктур РАН, Н. Новгород

chugrov@phys.unn.ru

Вертикально упорядоченные массивы нанокристаллов кремния (НК Si) в диэлектрической матрице, сформированные путем высокотемпературного отжига полученных напылением аморфных нанопериодических структур SiO_x/диэлектрик считаются одной из наиболее изученных в последнее время систем, обладающих интенсивной размерно-зависимой люминесценцией, перспективной для новых приборных применений кремниевой оптоэлектроники [1]. Происхождение интенсивной люминесценции связывают с эффектом квантового ограничения, увеличивающим вероятность излучательных переходов в НК кремния с интерфейсными дефектами или с кислорододефицитными дефектами оксидной матрицы [1]. В докладе представлены результаты по экспериментальному получению структур диэлектрика с вертикально упорядоченными массивами нанокристаллов кремния и исследованию температурной зависимости их фотолюминесценции (ФЛ) с целью лучшего понимания механизмов излучательной рекомбинации.

Системы были сформированы путем высокотемпературного (1000-1100 °С) отжига (ВТО) в атмосфере азота многослойных (до 60 слоев) нанопериодических (период 5-11 нм) структур (МНС) SiO_x/SiO₂, которые были получены испарением в вакууме из отдельных источников. Измерения ФЛ проводились в диапазоне длин волн 600–1000 нм при температурах от 10 до 310 К в оптическом криостате с гелиевым рефрижератором замкнутого цикла Advanced Research Systems DE-202. В качестве источника накачки применялся непрерывный лазер Nd:YAG (532 нм, мощность возбуждения 230 мВт). Регистрация ФЛ осуществлялась с использованием монохроматора Acton Research 2300i и CCD-камеры Spec-10:256E. Спектры ФЛ корректировались с учетом спектральной чувствительности оптической схемы. Исследования ФЛ проводились для многослойных массивов НК Si в SiO₂, отличающихся распределением и морфологией. Исходные параметры полученных МНС SiO_x/SiO₂ (до ВТО) приведены в таблице.

Вариация толщины слоев SiO_x позволила регулировать средний размер НК Si, который ограничен толщиной слоев SiO_x. Вариация толщины

барьерных слоев дает возможность изменять степень взаимодействия между НК Si (обмен энергией возбуждения).

Параметры МНС SiO_x/SiO₂

Обозначение образца МНС	Толщина слоя SiO _x , нм	Толщина слоя SiO ₂ , нм	Число периодов, МНС	Общая толщина МНС, нм
SiO _x /SiO ₂	8/3	8.4	2.8	275±15
SiO _x /SiO ₂	4/3	4.4	2.8	220±15
SiO _x /SiO ₂	8(4)/3	8.4 (4.4)	2.8	290±15
SiO _x /SiO ₂	2/3	2.2	2.8	165±15
SiO _x /SiO ₂	4/3	4.4	2.8	130±15
SiO _x /SiO ₂	4/6	4.4	5.6	120±15

Обнаружено, что характер температурных зависимостей ФЛ в диапазоне длин волн 700–1000 нм для отожженных МНС SiO_x/SiO₂ зависит как от толщин слоев с НК Si, так и от толщины барьерных слоев стехиометрического диэлектрика. Температурные зависимости спектров ФЛ для двух МНС с отличающейся толщиной слоев SiO₂ приведены на рис. 1, 2.

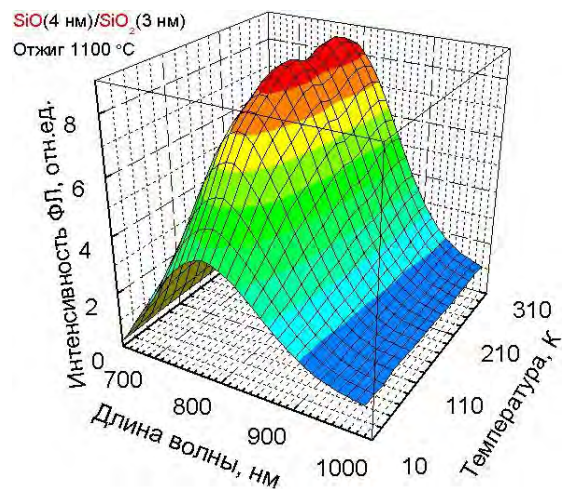


Рис. 1. Температурная зависимость спектров ФЛ многослойных массивов НК Si, полученных путем отжига при 1100 °С МНС SiO_x/SiO₂ 4/3 нм. Общая толщина МНС равна 130 нм.

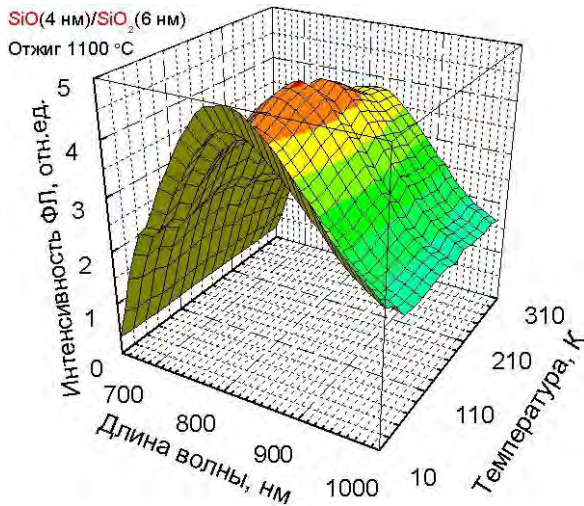


Рис. 2. Температурная зависимость спектров ФЛ многослойных массивов НК Si, полученных путем отжига при 1100 °C МНС SiO_x/SiO₂ 4/6 нм. Общая толщина МНС равна 120 нм.

Обработка экспериментальных данных по температурной зависимости ФЛ МНС, выполненная с использованием четырехуровневой модели ФЛ [2], позволила построить величину обменного расщепления возбужденного состояния экситона в НК Si (на синглетный и триплетный подуровни [3]) как функцию энергии излучаемого фотона (рис. 3). Так как энергия фотона связана с размером НК [4], эта функция фактически устанавливает связь между величиной расщепления и размером НК Si. Найдено (рис. 3), что величины расщепления E_{23} для МНС ниже, чем для структур, сформированных ионной имплантацией Si⁺ в SiO₂ ($3 \cdot 10^{17}$ см⁻²) [2], а наклоны кривых температурных зависимости величины расщепления, как и для структуры SiO₂:Si⁺, меньше, чем полученный в работах [3, 5].

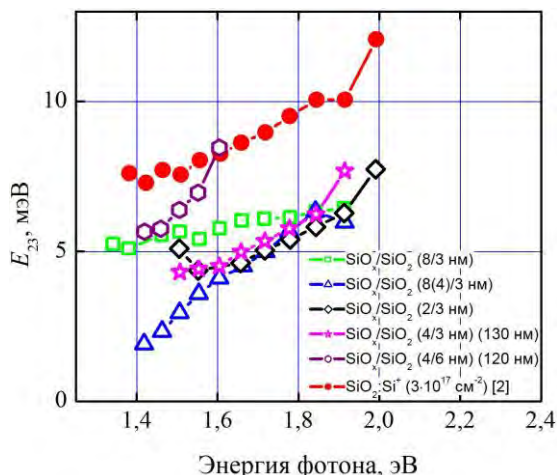


Рис. 3. Зависимости энергии обменного расщепления состояния экситона в НК Si (E_{23}) от энергии излучаемого фотона.

Различие между данными для ионно-синтезированной структуры SiO₂:Si⁺ [2] и данными для МНС может быть связано с меньшей эффективностью энергетического обмена между НК

Si (в случае МНС в условиях наших экспериментов массивы НК более изолированы друг от друга), а также с наличием механических напряжений, обусловленных слоистостью МНС, то есть чередованием слоев с НК Si и без НК Si. Механические напряжения влияют на особенности зонной структуры НК, в частности, связанные с анизотропией эффективных масс носителей. Эти напряжения зависят не только от геометрических параметров структуры, но и от такого технологического фактора, как скорость охлаждения образцов после отжига из-за разницы коэффициентов термического расширения слоев с НК Si и без НК Si. Последний фактор, трудно контролируемый, вероятно, обусловил различие формы температурных зависимостей спектров для структур 4/3 нм с различным количеством слоев (данные не приведены).

В индивидуальных МНС, помимо указанных отличий, наблюдаются следующие особенности: наличие крутого подъема интенсивности ФЛ в области высоких температур (270-310 К, структуры 2/3 и 8/3 нм); резкое изменение наклона температурной зависимости при некоторой температуре (структуры 4/3, 8(4)/3 и 4/6 нм), увеличение интенсивности ФЛ в области наиболее низких температур (структура 4/6 нм) (рис. 2). Такие особенности не могут быть интерпретированы в рамках существующих моделей и требуют отдельного рассмотрения. Одним из вариантов объяснения может служить изменение оптической щели НК с температурой. При этом уровни размерного квантования в НК смещаются относительно уровней, связанных с центрами, локализованными на интерфейсах [6], что при определенных температурах может инвертировать их взаимное расположение, включая или выключая соответствующий канал излучательной / безызлучательной рекомбинации.

Таким образом, установлены основные факторы, определяющие поведение температурной зависимости ФЛ в МНС SiO_x/SiO₂. Детальное выяснение механизма влияния этих факторов требует дальнейших исследований.

Работа выполнена в рамках ФЦП «Научные и научно-педагогические кадры инновационной России» и гранта РФФИ 10-02-00995.

1. Pavesi L., Turan R.. Silicon Nanocrystals. Fundamentals, Synthesis and Applications. – Weinheim: WILEY-VCH Verlag GmbH & Co. KGaA, 2010. – 627 p.

2. Нагорных С.Н., Павленков В.И., Михайлов А.Н. и др. // Труды XV Международного Симпозиума «Нанопизика и наноэлектроника». – 2011. – Т.2. – С.510-511.

3. Calcott P.D.J. et al. // J. Phys: Condens. Matter. – 1993. – Vol.5. – P.L91-L9.

4. Delerue C., Allan G., Lannoo M. // Phys. Rev. B. – 1993. – Vol.48, №15. – P.11024-11036.

5. Wang J. et al. // Solid State Communications. – 2008. – Vol.147. – P.461-464.

6. Wolkin M.V. et al. // Phys. Rev. Lett. – 1999. – Vol.82. – P.197-200.

Переход от двумерного к трехмерному росту в SiGe гетероструктурах, сформированных на релаксированных SiGe/Si(001) буферных слоях

М.В. Шалеев¹, А.В. Новиков¹, Д.В. Юрасов¹, О.А. Кузнецов², Д.Н. Лобанов¹,
J.M. Hartmann³, З.Ф. Красильник¹

¹ Институт физики микроструктур Российской академии наук, Н. Новгород

² Нижегородский государственный университет им. Н.И.Лобачевского, Н. Новгород

³ CEA / Leti, France

shaleev@ipmras.ru

Введение. Уникальной возможностью Si/Ge гетероструктур является возможность исследовать фундаментальные процессы роста планарных напряженных слоев и формирования островковых структур на основе данной гетеропары. К настоящему времени достаточно подробно исследованы рост напряженных SiGe планарных структур и структур с самоформирующимися Ge(Si) наноструктур на подложках Si(001) [1]. В то же время в последние годы интерес смещается к структурам, выращенным на релаксированных SiGe/Si(001) буферных слоях, которые позволяют искусственно изменять не только величину упругих напряжений отдельных слоев, но и знак деформации.

В настоящей работе представлены результаты исследований особенностей роста Ge на релаксированных SiGe/Si(001) буферных слоях с различным содержанием Ge в верхнем слое релаксированного буферного слоя. Исследовано влияние предосажденных напряженных (растянутых) Si слоев на критическую толщину двумерного роста Ge и на параметры формируемых массивов наноструктур.

Эксперимент. SiGe структуры были выращены методом МПЭ из твердых источников на высоковакуумной установке Ribier SIVA-21 при температуре роста 650 °С. В качестве подложек для формирования структур использовались градиентные релаксированные Si_{1-x}Ge_x/Si(001) (x = 11–36 %) буферные слои с низкой плотностью прорастающих дислокаций, подвергнутые химико-механическому полированию (ХМП) для получения низких значений шероховатости поверхности. Структуры, выращенные на SiGe буферах, состояли из ненапряженного SiGe слоя, доля Ge в котором совпадала с долей Ge в SiGe буфере, напряженного (растянутого) Si слоя толщиной от 0 до 10 нм и пленки Ge различной толщины.

Изображения поверхности выращенных структур были получены методом атомно-силовой микроскопии на приборе “NTEGRA Prima” производства фирмы NT-MDT. Критическая толщина двумерного роста Ge (h_c) определялась *in situ* с помощью метода дифракции быстрых электронов (ДБЭ) по изменению картины ДБЭ с “полосковой”, соответствующей планарному росту, на “точечную”, характерную для трехмерного (островкового) роста.

Результаты. На рисунке 1 представлены зависимости критической толщины двумерного роста Ge (h_c) на релаксированных Si(Ge)/Si(001) буферных слоях от толщины предосажденного напряженного (растянутого) Si слоя (sSi слоя) для структур, выращенных на SiGe буферах с различным содержанием Ge. Для каждого конкретного содержания Ge в релаксированном буфере h_c зависит от

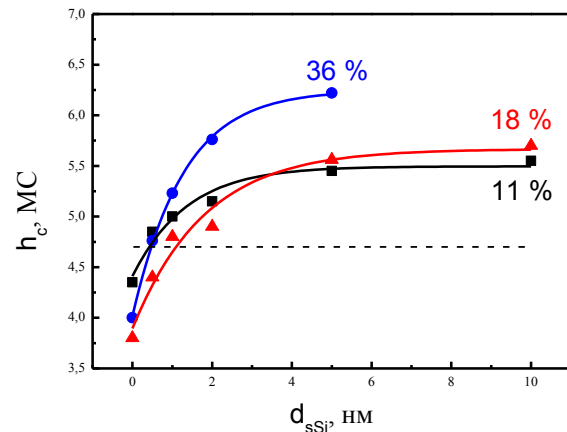


Рис. 1. Зависимости критической толщины двумерного роста Ge от толщины предосажденного напряженного Si слоя для структур, выращенных на релаксированных SiGe/Si(001) буферных слоях с различным содержанием Ge. Линии, соединяющие экспериментальные точки, проведены на глаз. Пунктирной линией обозначено значение h_c для роста Ge непосредственно на Si(001) подложке.

толщины sSi слоя следующим образом: при увеличении толщины предосажденного напряженного Si слоя критическая толщина двумерного роста Ge увеличивается. Так для релаксированных SiGe буферов с содержанием Ge 11% и 18% h_c растет с 4.3 монослоев (МС, 1МС≈0.14 нм) до 5.5 МС и с 3.8 до 5.7 МС, соответственно, при увеличении толщины sSi слоя с 0 до 10 нм. Для SiGe буферного слоя с содержанием Ge 36% изменение h_c лежит в диапазоне 4–6.2 МС при увеличении толщины sSi слоя с 0 до 5 нм. При этом значение h_c при осаждении Ge непосредственно на релаксированные SiGe буферы оказывается меньше, чем в случае роста Ge на Si(001) подложках ($h_c=4.7$ МС, обозначено на рисунке 1 пунктирной линией) и слабо зависит от доли Ge в буфере (рис. 1). Так как рассогласование кристаллических решеток между осаждаемым Ge и подложкой в случае роста на релаксированных SiGe буферах меньше, чем при росте на Si, этот экспериментальный факт противоречит простым представлениям об увеличении h_c при уменьшении рассогласовании кристаллических решеток осаждаемого материала и подложки.

К уменьшению h_c при осаждении Ge непосредственно на релаксированные SiGe буферы, по сравнению с ростом на Si подложках, может приводить сегрегация Ge при росте ненапряженного SiGe слоя. Согласно проведенным оценкам сегрегация атомов Ge в процессе осаждения ненапряженного SiGe слоя приводит к накоплению на поверхности

роста от 0.6 до 0.9 МС Ge в зависимости от состава SiGe буфера. В результате значение h_c , определенное экспериментально при осаждении Ge непосредственно на SiGe буфер, будет на 0.6 ÷ 0.9 МС меньше значения h_c , полученного только с учетом зависимости h_c от рассогласования кристаллических решеток осаждаемого материала и подложки.

Увеличение h_c с ростом толщины sSi слоя, разделяющего SiGe буфер и пленку Ge, также может быть связано с эффектом сегрегации Ge. С ростом толщины sSi слоя падает количество Ge, накопленного на поверхности в результате сегрегации, что ведет к увеличению экспериментально определенной величины h_c . Однако анализ зависимости h_c от толщины sSi слоя показывает, что изменение h_c превышает как расчетное количество Ge, сегрегировавшего на поверхность SiGe буфера (0.6-0.9 МС), так и максимальное количество Ge в 1МС, которое может быть аккумулировано на поверхности в результате сегрегации.

Полагается, что дополнительным фактором, оказывающим существенное влияние на смену механизма роста с планарного на островковый в случае роста на SiGe релаксированных буферных слоях, является шероховатость поверхности роста. АСМ исследования показали [2], что, несмотря на ХМП, шероховатость поверхности (значение RMS) релаксированных буферных слоев примерно в два раза больше шероховатости Si подложек. Увеличение шероховатости поверхности роста при осаждении Ge непосредственно на SiGe буфер, вызванное как использованием в качестве подложки релаксированных SiGe буферных слоев, так и ростом напряженного SiGe слоя, может быть причиной смещения момента смены механизма роста с планарного на островковый в область меньших значений h_c . Именно с существенным влиянием шероховатости на h_c связывается слабая зависимость h_c от доли Ge в SiGe буфере при отсутствии предосажденного sSi слоя (рис. 1).

Значительное увеличение h_c с ростом толщины sSi слоя также связывается с изменением шероховатости поверхности. Известно [3], при осаждении тонкого растянутого Si слоя на релаксированный SiGe слой происходит уменьшение шероховатости поверхности [3]. По мере роста толщины sSi слоя происходит уменьшение, как шероховатости поверхности роста, так и количества Ge, находящегося на поверхности вследствие сегрегации. Оба этих фактора ведут к увеличению h_c . В результате уже при толщине sSi слоя >1 нм значение h_c при росте Ge на SiGe буферах больше значения h_c в случае осаждения Ge на Si(001) подложку (рис. 1).

Увеличение h_c при увеличении толщины sSi слоя подтверждается результатами АСМ исследований структур с и без sSi слоя (рис. 2). Так в структуре, выращенной на SiGe буфере с содержанием Ge 18%, в случае осаждения Ge непосредственно на SiGe буфер островки наблюдаются уже при осаждении 3.3 МС Ge (рис. 2а). В случае же предосаждения напряженного sSi слоя толщиной

всего 2 нм на поверхности образца с таким же количеством осажденного Ge видны лишь ступени роста и нет никаких признаков начала зарождения островков (рис. 2б).

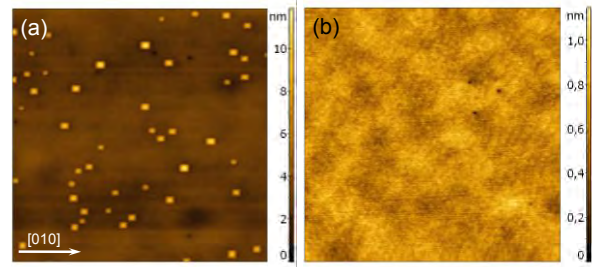


Рис. 2. АСМ снимки поверхности структур с Ge слоем, толщиной 3.3 МС, сформированным непосредственно на SiGe буфере (а) и на sSi слое толщиной 2 нм. Размеры снимков 2 × 2 мкм². Доля Ge в SiGe буфере $x=18\%$.

При больших (5-10 нм) толщинах sSi слоя количество Ge, находящегося на поверхности в результате сегрегации, близко к нулю. И шероховатость поверхности роста при данных толщинах sSi слоя, по-видимому, уже близка к шероховатости Si подложек. В результате основным фактором, оказывающим влияние на h_c для структур с толстыми sSi слоями, остается рассогласование кристаллических решеток осаждаемого Ge и релаксированного SiGe буфера. Как следствие значения h_c для таких структур, выращенных на различных SiGe буферах, имеют ярко выраженную зависимость от доли Ge в буферном слое (рис. 1).

Выводы. В работе выполнены исследования зависимости критической толщины двумерного роста Ge на SiGe буферных слоях с различным процентным содержанием Ge. Показано, что количественные изменения критической могут быть обусловлены следующими факторами: рассогласованием кристаллических решеток осаждаемого материала и SiGe буфера; количеством Ge, накопленным на поверхности роста в результате его сегрегации, изменением шероховатости поверхности роста при осаждении напряженных (растянутых) sSi слоев.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (проекты №11-02-00951-а и № 11-02-12100-офи-м-2011) и программ фундаментальных исследований РАН.

1. Brunner, K. Si/Ge nanostructures / K. Brunner // Rep. Progr. Phys. – 2002. – V. 65(1). – P. 27.

2. Востоков, Н. В. Получение релаксированных Si1-xGex/Si(001) буферных слоев с малой шероховатостью поверхности / Н.В. Востоков, Ю.Н. Дроздов, З.Ф. Красильник, О.А. Кузнецов, А.В. Новиков, В.А. Перовицкий, М.В. Шалеев // Микроэлектроника. – 2005. – Т. 34. Вып. 1. – С. 1–8.

3. Xie, Y.H. Semiconductor Surface Roughness: Dependence on Sign and Magnitude of Bulk Strain / Y.H. Xie, G.H. Gilmer, C. Roland, P.J. Silverman, S.K. Buratto, J.Y. Cheng, E.A. Fitzgerald, A.R. Kortan, S. Schuppler, M.A. Marcus, P.H. Citrin // Physical Review Letters. – 1994. – V. 73. – P. 3006–3009.

Безызлучательный перенос экситонов от InAs/AlAs квантовых точек к молекулам красителя

Т.С. Шамирзаев¹, Д.В. Дмитриев¹, Л.Л. Свешникова¹, Р. Tronc²

¹ Институт Физики полупроводников им. А.В. Ржанова СО РАН, Новосибирск

² LPEM, Ecole Supérieure de Physique et Chimie Industrielles, France

timur@thermo.isp.nsc.ru

Перенос экситонов между квантовыми точками (КТ) и от КТ к органической молекуле интенсивно изучается в последние годы с целью создания новых биохимических сенсоров [1]. Экситон, локализованный в КТ-доноре может безызлучательно передаваться КТ-акцептору (или органической молекуле) посредством резонансного диполь-дипольного взаимодействия (так называемая передача энергии по механизму Фёрстера). Эффективность переноса экситона определяется расстоянием между донором и акцептором и взаимной ориентацией их дипольных моментов [2]. Для изучаемых, в настоящее время, коллоидных КТ, высаженных из раствора на твердотельную подложку ориентация дипольного момента экситона в различных КТ произвольна. Поэтому при передаче экситонов КТ и от КТ к органическим молекулам по механизму Фёрстера имеет место усреднение по направлению дипольного момента экситонов [3]. Эффективность переноса экситона от КТ к органической молекуле может изменяться при взаимодействии молекулы с окружающей средой из-за изменения ориентации молекулы и/или вследствие изменения её дипольного момента. Однако из-за неопределенности ориентации дипольного момента экситона в коллоидных КТ трудно понять какая из этих причин определяет изменение эффективности передачи энергии.

Недавно нами было показано, что эффективная передача экситона имеет место между самоорганизованными КТ InAs/Al(Ga)As [4]. В отличие от случая коллоидных дипольный момент экситона в любой из самоорганизованных КТ ориентирован вдоль оси роста.

В данном докладе мы демонстрируем передачу экситонов от КТ InAs/AlAs (доноров) к молекулам цианинового красителя (акцепторам), расположенным на поверхности структуры с КТ. И показываем, что уменьшение эффективности передачи экситонов от КТ к молекулам после обработки молекул хлороформом однозначно определяется изменением дипольного момента молекулы.

Гибридные структуры, изучаемые в данной работе, формировались на основе гетероструктур с InAs/AlAs КТ покрытых слоем молекул цианинового красителя (1,1',3,3,3',3'-Гексаметилиндотрикарбосуанине iodide) C₂₉H₃₃N₂I [5]. Гетероструктуры выращивались методом молекулярно-лучевой эпитаксии. Было выращено две структуры с А и В с расстоянием от центра КТ до поверхности 7 нм и 50 нм, соответственно. Для нанесения молекул красителя гетероструктуры окунались в раствор молекул в этиловом спирте на 1 секунду. После высыхания

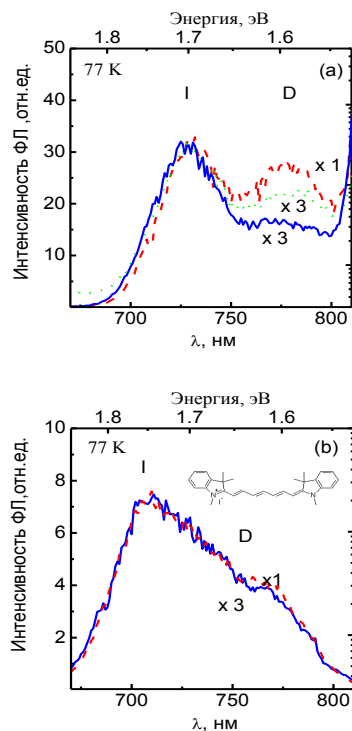


Рис.1 Нормированные спектры ФЛ структур А (а) и В (б) до (пунктирная линия) и после (сплошная линия) покрытия поверхности слоем молекул цианинового красителя. Точками на рис. (а) приведен спектр структуры А, покрытой молекулами цианинового красителя и обработанный хлороформом. На вставке к рис. (б) показана структура молекулы цианинового красителя.

молекулы образовывали слой на поверхности. Для изменения эффективности переноса экситонов от КТ к молекулам, последние обрабатывались хлороформом (CHCl₃). Стационарная фотолюминесценция (ФЛ) возбуждалась излучением ультрафиолетового He-Cd лазера ($h\nu=3.81$ эВ) с плотностью мощности возбуждения 25 Вт/см². Измерение оптического пропускания раствора молекул цианинового красителя в этиловом спирте и смеси спирта и хлороформа (1:3) проводилось в кювете толщиной 1 мм при комнатной температуре.

Спектры ФЛ структур А и В, до и после нанесения слоя молекул цианинового красителя показаны на рис.1 (а) и (б), соответственно. В спектрах хорошо видны две полосы ФЛ, обозначенные на рисунке как D и I, которые соответствуют рекомбинации экситонов в прямозонных и непрямозонных InAs/AlAs КТ [6]. Нанесение слоя цианинового красителя на поверхность обоих структур приводит к уменьшению интенсивности ФЛ. Для структуры

В с глубоко залегающими КТ уменьшение интенсивности (в три раза) одинаково во всем спектральном диапазоне. Для структуры А с небольшим расстоянием от КТ до поверхности, напротив, изменение интенсивности ФЛ неоднородно по спектру. Интенсивность полосы I уменьшается в три раза, так же как и в структуре В, однако, интенсивность полосы D дополнительно уменьшается в два раза относительно интенсивности полосы I.

Спектр оптического пропускания раствора молекул цианинового красителя в этиловом спирте и смеси спирта и хлороформа (1:3) приведен на рис.2. В спектральной области 670-770 нм наблюдается сильное поглощение, резко уменьшающееся в области больших длин волн. Поскольку ширина полосы поглощения молекул превышает 100 нм, мы полагаем, что изменение температуры от 300 К до 77 К не должно существенно изменить энергетическую структуру молекул и связанное с ней положение полосы поглощения. Непрямым подтверждением нашего допущения является незначительный сдвиг (13 нм) положения максимума полосы ФЛ, измеренной для раствора молекул в этиловом спирте при 300 К и этого же раствора, замороженного до 77 К.

Уменьшение интенсивности ФЛ может быть связано с: (1) поглощением (отражением) лазерного излучения слоем молекул, (2) поглощением в этом слое ФЛ от КТ, и, наконец (3) переносом экситонов от КТ к молекулам. Ранее мы показали, что перенос экситонов между КТ по механизму Фёрстера огра-

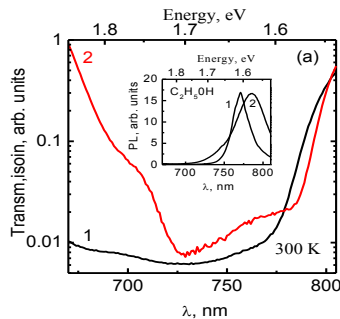


Рис.2. Спектры оптического пропускания цианинового красителя растворенного в 1 - этиловом спирте и 2- смеси этилового спирта и хлороформа. На вставке спектры ФЛ цианинового красителя, растворенного в этиловом спирте, 1 при 77 К, 2 при 300 К.

ничен расстоянием 13 нм [4]. Следовательно такой перенос невозможен в структуре В, с большим (50 нм) расстоянием между КТ и молекулами. Таким образом, трехкратное уменьшение интенсивности ФЛ во всем спектральном диапазоне при покрытии гетероструктур слоем молекул цианинового красителя обусловлено поглощением (отражением) лазерного излучения этим слоем.

Последующая обработка структуры А, покрытой слоем молекул цианинового красителя, хлороформом приводило к изменению формы спектра ФЛ. Как это видно на рис.1(a) относительная интенсивность полосы D увеличивалась в 1,5 раза.

Т.е. эффективность переходов экситонов от КТ к молекулам уменьшалась.

Эффективность перехода экситонов от донора к акцептору пропорциональна произведению вероятностей дипольных оптических переходов экситонов, локализованных на доноре и акцепторе, и зависит от взаимной ориентации дипольных моментов. Поскольку дипольный момент экситонов в КТ перпендикулярен поверхности структуры, изменение эффективности диполь-дипольного взаимодействия после её взаимодействия с хлороформом может быть связано либо с изменением угла между молекулой и поверхностью (вращение молекулы на поверхности не приводит изменению взаимной ориентации дипольных моментов), либо с изменением её дипольного момента.

Сравнение спектров оптического пропускания раствора молекул цианинового красителя в этиловом спирте и смеси спирта с хлороформом (в соотношении 1:3) показывает, что взаимодействие с хлороформом приводит к уменьшению поглощения молекулами цианинового красителя излучения в спектральной области 730-780 нм. Уменьшение поглощения свидетельствует об уменьшении величины дипольного момента молекулы из-за взаимодействия молекул с хлороформом в растворе. Авторы работы [7] показали, что поляризация, приобретенная молекулами цианинового красителя в растворе, сохраняется и в твердой фазе после высыхания раствора. Поскольку изменение в спектрах пропускания молекул красителя после взаимодействия с хлороформом происходит в той же спектральной области, что и изменение в спектре ФЛ структуры мы можем сделать вывод о том, уменьшение эффективности переноса экситонов от КТ к обработанным хлороформом молекулам связано с изменением дипольного момента молекул.

Таким образом, в работе показан эффективный перенос экситонов по механизму Фёрстера от InAs/AlAs к молекулам цианинового красителя. Эффективность переноса можно изменять за счет взаимодействия молекул с хлороформом, которое приводит к изменению дипольного момента молекул. Эффект может быть использован для разработки датчиков вредных химических веществ.

Работа поддержана РФФИ (проект 10-02-00240) и NATO CLG (No.983878).

1. Medintz I.L. / Medintz I.L., Clapp A.R., Mattoussi H. et.al // Nat. Mater. 2003. V.2, 630.
2. Forster T. / T. Forster // Ann. Phys. 1948. V.2, 55
3. Lin. C.-A. J. /C.-A. J. Lin, T. Liedl, R. A. Sperling, et al // J. Mater. Chem. 2007. V.17, 1343.
4. Shamirzaev T.S. /T.S. Shamirzaev, D.S. Abramkin, D. V. Dmitriev, and A. K. Gutakovskii // Appl. Phys. Lett. 2010 V.97, 263102.
5. Product of Sigma-Aldrich
6. Shamirzaev T.S. /T.S. Shamirzaev, A.V. Nenashev, K.S. Zhuravlev// Appl. Phys. Lett. 2008 V.92, 213101.
7. Gadde S. /S. Gadde, E. K. Batchelor, and A. E. Kaifer, Chem. Eur. J. 2009. V.15, 6025.

Новая система квантовых точек GaSb/GaP

Д.С. Абрамкин, М.А. Путято, А.К. Гутаковский, Б.Р. Семягин,
В.В. Преображенский, Т.С. Шамирзаев

Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова СО РАН, Новосибирск

timur@thermo.isp.nsc.ru

Интерес к структурам с самоорганизованными квантовым точкам (КТ) обусловлен их перспективностью для создания светоизлучающих приборов [1]. До настоящего времени основное внимание уделялось КТ In(Ga)As и InP в матрице GaAs, излучающим в ближнем инфракрасном диапазоне, в то время как полупроводниковые КТ, излучающие в видимом диапазоне, изучены значительно хуже. Предлагаемая нами замена GaAs более широкозонным полупроводником GaP позволяет сместить излучение КТ в видимую область спектра. В данной работе исследуются атомная и энергетическая структуры КТ GaSb, сформированных в матрице GaP.

Структура с КТ (А) была выращена на несогласованной подложке GaAs ориентации (001) методом молекулярно-лучевой эпитаксии. При температуре 580⁰С на подложке был выращен слой GaP толщиной 1 мкм. Введение дислокаций несоответствия приводило к полной релаксации напряжений в этом слое. Затем температура снижалась до 450⁰С и высаживалось 2 монослоя GaSb. С помощью метода дифракции быстрых электронов на отражение при росте GaSb был зафиксирован переход от двумерного роста к трёхмерному росту. Это позволяет полагать, что рост КТ идёт по механизму Странско-Крастанова с образованием смачивающего слоя (СС). Полученный массив КТ зарастивался слоем GaP толщиной 50 нм при той же температуре, что и КТ. В тех же условиях была выращена тестовая структура без КТ (В).

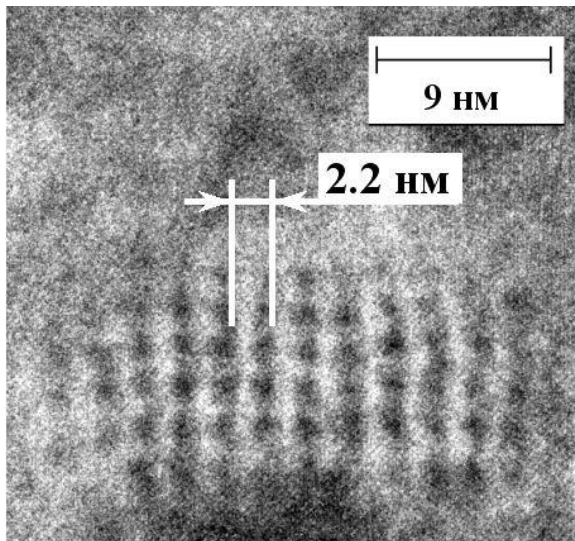


Рис.1. Планарное изображение в плоскости (400) структуры А, полученное методом просвечивающей электронной микроскопии. В области КТ наблюдается микроскопический муар, характеризующий периодом 2,2 нм.

Атомное строение структур исследовалось с помощью просвечивающего электронного микроскопа JEM-4000EX (400кэВ). Для анализа энергетического спектра КТ использовался метод фотолюминесценции (ФЛ). Стационарная ФЛ возбуждалась He-Cd лазером ($h\nu=3,81$ эВ) с плотностью мощности возбуждения, изменяющейся в диапазоне 0.1-25 Вт/см². Время-разрешённая ФЛ возбуждалась N₂ лазером ($h\nu=3,68$ эВ) с длительностью импульса 7 нс и плотностью энергии в импульсе 1,75 мкДж/см².

На планарном микроскопическом изображении структуры с GaSb/GaP КТ, представленном на рисунке 1 наблюдается микроскопический муар с периодом $P = 2,2$ нм, свидетельствующий о различии параметров решётки КТ и матрицы. Простой расчёт позволил определить параметр решётки КТ, который оказался равным 5,80 Å. Таким образом, рассогласование материалов КТ и GaP составляет 6,6%, что почти в два раза меньше, чем рассогласование параметров решётки ненапряжённых GaSb (6,09 Å) и GaP (5,45 Å) равное 11,8 %. Уменьшение величины рассогласования решеток может быть связано (1) либо с неполной релаксацией упругих напряжений в GaSb/GaP КТ, либо (2) с полной релаксацией упругих напряжений в КТ, состоящих из твёрдого раствора GaSbP, содержащего около 50% фосфора.

Используя информацию о размерах и плотности КТ и толщине СС, полученную из планарных и поперечных микроскопических изображений мы оценили количество вещества, из которого состоят КТ и СС в 3 монослоя, что в 1,5 раза больше, чем но-

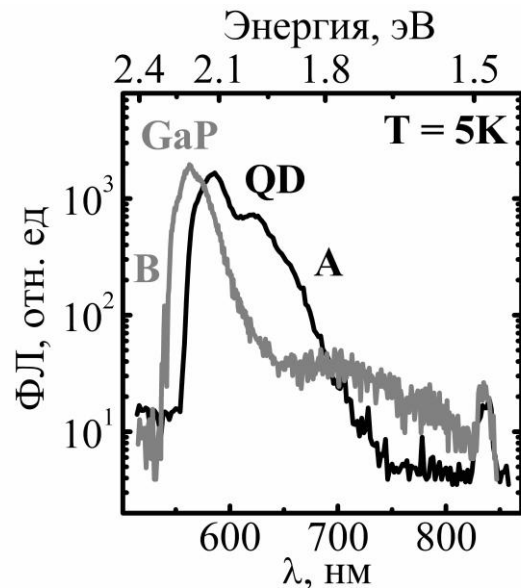


Рис.2. Спектры стационарной ФЛ тестовой GaP/GaP структуры В и структуры А с GaSbP/GaP КТ.

минальная толщина высаженного GaSb. Эта оценка дает нам основание полагать, что КТ состоит из твёрдого раствора GaSbP, содержащего около 50% фосфора. Следовательно, наблюдаемый микроскопический муар обусловлен полной релаксацией упругих напряжений в GaSb_{0.5}P_{0.5}/GaP КТ.

На рисунке 2 представлены спектры стационарной ФЛ структуры с КТ и тестовой структуры **B**, измеренные при одинаковых условиях. Как видно из рисунка, в спектре ФЛ тестовой структуры **B** присутствует полоса, обозначенная «GaP», и связанная с донорно-акцепторной рекомбинацией в GaP [2]. В спектре структуры **A** появляются дополнительная группа полос ФЛ, обозначенная на рисунке «QD», связанная с рекомбинацией экситонов в GaSb_{0.5}P_{0.5}/GaP КТ. Считается, что ввод дислокаций несоответствия, сопровождающий релаксацию упругих напряжений в КТ, приводит к сильному возрастанию темпа безызлучательной рекомбинации в КТ. Однако из рисунка видно, что интегральные интенсивности ФЛ структур **A** и **B** близки, т.е., ввод дислокаций при релаксации упругих напряжений не привёл к значительному возрастанию темпа безызлучательной рекомбинации. Подобное явление уже было обнаружено нами в системе GaAs/GaP с релаксированными КТ [3]. Центры безызлучательной рекомбинации обусловлены дефектами упаковки в «объёме» КТ. Отсутствие таких дефектов в КТ GaAs/GaP и GaSbP/GaP свидетельствует о том, что релаксация упругих напряжений идёт за счёт введения 90°-ных ломеровских дислокаций [4], которые залегают на гетерогранице КТ/матрица, не проникая в «объём» КТ [5].

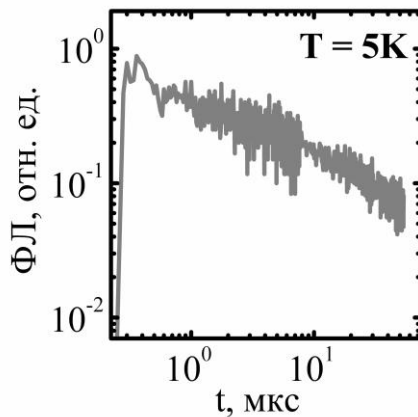


Рис.3. Кинетика затухания ФЛ структуры **A** с GaSbP/GaP КТ.

Изменение плотности мощности возбуждения не ведёт к спектральному сдвигу полос ФЛ GaSbP/GaP КТ. В соответствии с результатами работы [6] это указывает на то, что исследуемые КТ имеют энергетическую структуру первого рода. Несмотря на это, измерения кинетики затухания ФЛ GaSbP/GaP КТ демонстрируют времена порядка 100 мкс (рис. 3), что указывает на принадлежность основного электронного состояния рассмат-

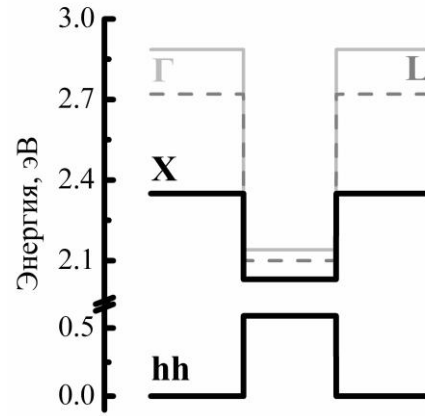


Рис.4. Строение энергетических зон полностью релаксированных GaSb_{0.5}P_{0.5}/GaP КТ.

риваемых КТ к непрямой долине зоны проводимости.

Для того чтобы установить, какой именно долине зоны проводимости GaSb принадлежат электронные состояния КТ мы рассчитали зонную структуру тонкого релаксированного слоя GaSb_{0.5}P_{0.5} в матрице GaP. Результаты расчётов представлены на рис.4. Видно, что Γ , X и L долины зоны проводимости образуют потенциальную яму для электронов. Поскольку эффективная масса электронов в X долине GaSbP больше, чем эффективная масса электронов в L и Γ долинах зоны проводимости GaSbP, и дно X долины зоны проводимости GaSbP располагается ниже дна остальных долин, очевидно, что основное электронное состояние исследуемых GaSbP/GaP КТ принадлежит X долине зоны проводимости.

Таким образом, мы показали, что в системе GaSb-GaP формируются КТ, состоящие из твердого раствора GaSbP. Упругие напряжения в КТ релаксированы введением ломеровских дислокаций несоответствия, залегающих на гетерогранице КТ/матрица. КТ имеют энергетическую структуру первого рода с основным электронным состоянием, принадлежащим X долине зоны проводимости.

Работа поддержана РФФИ (проект 10-02-00240).

1. Bimberg D., Grundmann M., Ledentsov N.N. Quantum Dot Heterostructures (New York: Wiley), (1999).
2. Bachrach R. Z., Journal of Electronic Materials 3, 645 (1987).
3. Shamirzaev T. S., Abramkin D. S., Gutakovskii A. K. and Putyato M. A., Appl. Phys. Lett. **97**, 023108 (2010).
4. LeGoues F. K., Tersoff J., Reuter M. C., Hammar M. and Tromp R., Appl. Phys. Lett. **67**, 2317 (1995).
5. Hino T., Tomiya S., Miyajima T., Yanashima K., Hashimoto S. Mikeda and, Appl. Phys. Lett. **76**, 3421 (2000).
6. Ledentsov N. N., Bohrer J., Beer M., Heinrichsdorff F., Grundmann M. and Bimberg D., Phys. Rev. B **52**, 14058 (1995).

Вертикальное упорядочение в гибридной плазмонной системе капля индия — квантовая точка InAs, полученной методом нанок капельной эпитаксии

А.А. Лямкина, С.П. Мощенко, Ю.Г. Галицын,
Д.В. Дмитриев, М.А. Неклюдова, Т.С. Шамирзаев

Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова СО РАН, Новосибирск

lyamkina@thermo.isp.nsc.ru

Полупроводниковые квантовые точки (КТ) являются ключевыми элементами многих оптических приборов нового поколения. Одним из наиболее перспективных подходов для управления их оптическими свойствами является использование металлической частицы в качестве наноантенны для КТ. Взаимодействие экситонов в КТ с поверхностными плазмонами, локализованными в металлических частицах, может значительно повысить эффективность излучения КТ.

Для получения металлических частиц на поверхности можно использовать начальную стадию нанок капельной эпитаксии – формирование массива капель металла III группы на подложке [1]. Известно, что при выращивании достаточно близких слоев квантовых точек происходит вертикальное упорядочение точек, связанное с распределением упругих напряжений в матрице [2]. Использование капель вместо верхнего слоя КТ приведет к расположению капли ровно над КТ. Несмотря на случайное положение пары, расстояние между КТ и металлической каплей фиксировано и определяется толщиной буферного слоя, таким образом, этот метод позволяет контролировать взаимодействие в паре. Важным преимуществом такого подхода является совместимость создания капель с МЛЭ технологией, используемой для роста КТ.

Данная работа посвящена экспериментальному исследованию корреляции ансамбля капель с ансамблем квантовых точек. На подложке GaAs был выращен буферный слой $Al_{0.3}Ga_{0.7}As$ толщиной 20 нм. Затем последовательно в режиме роста Странско-Крастанова были выращены пять слоев КТ InAs, количество InAs в каждом слое составляло 1.7 монослоя. Расстояние между слоями КТ было выбрано таким образом, что КТ вертикально упорядочены и составило 10 нм. Для формирования металлических капель после роста последнего слоя КТ и разделительного слоя $Al_{0.3}Ga_{0.7}As$ на поверхность в отсутствие мышьяка было нанесено количество индия, соответствующее 1.7 монослоя InAs.

Выращенный образец был исследован методами атомно-силовой (АСМ) и электронной (ТЕМ, СЭМ) микроскопией. Типичное АСМ-изображение представлено на Рис.1. Анализ показал, что плотность металлических капель составляет $4 \cdot 10^7 \text{ см}^{-2}$ при среднем диаметре 220 нм и высоте 40 нм. Типичная плотность квантовых точек в использованных условиях роста составляет 10^{10} см^{-2} , таким образом на образце присутствуют как пары капля-точка, так и точки, не связанные с каплями.

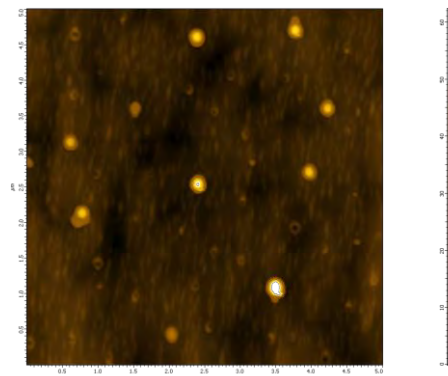


Рис. 1. АСМ изображение металлических капель 5x5 мкм

Полученное СЭМ-изображение поперечного сечения образца представлено на Рис.2. На нем можно видеть металлическую каплю, располагающуюся строго над стеком КТ. Таким образом, впервые прямым методом получено доказательство вертикального упорядочения металлических капель над КТ. Это позволяет формировать гибридные структуры для плазмонных приложений с высокой степенью контроля взаимодействия между экситонами КТ и плазмонными модами в капле.

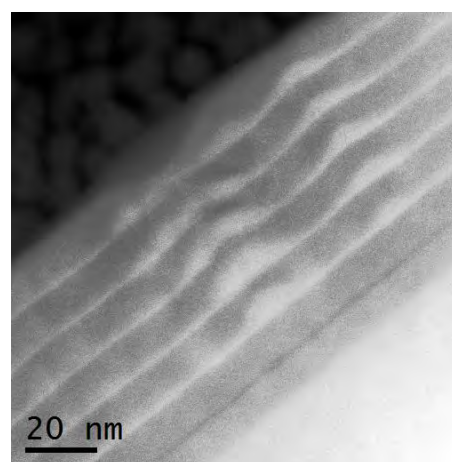


Рис. 2. СЭМ изображение вертикально упорядоченных КТ с металлической каплей

Работа была поддержана РФФИ (Грант 10-08-00851).

1. Lyamkina A.A., Dmitriev D.V., Galitsyn Yu.G., Kesler V.G., Moshchenko S.P. and Toropov A.I. *Nanoscale Res Lett.* **6**, 42 (2011).

2. Shchukin V.A., Bimberg D., Malyshev V.G. and Ledentsov N.N. *Phys. Rev. B* **57** 12262 (1996).

Терагерцовые смесители на основе полупроводниковых гетероструктур AlGaAs/GaAs

Е.Л. Шангина, С.Н. Масленников

Московский педагогический государственный университет

shangina@rplab.ru

Данная работа является продолжением исследований смесителей на основе гетероструктур AlGaAs/GaAs [1]. Целью работы является теоретическое моделирование гетеродинного детектора терагерцового диапазона на основе эффекта разогрева электронов двумерного электронного газа в гетероструктуре AlGaAs/GaAs, работающего при температуре 77 К, и поиск оптимального решения для его базовых характеристик: полосы преобразования, потерь преобразования, требуемой мощности гетеродина, шумовой температуры. Основными задачами работы являются исследование механизма отклика гетероструктур AlGaAs/GaAs на миллиметровое и субмиллиметровое излучение; механизма смещения AlGaAs/GaAs супергетеродинных приемников, работающих на эффекте электронного разогрева; разработка аналитической модели неравновесных процессов в указанных структурах. Наряду с фундаментальным значением предлагаемых исследований, которые значительно дополняют и расширяют понимание процессов разогрева электронного газа гетероструктур AlGaAs/GaAs излучением миллиметрового и субмиллиметрового диапазонов, решают принципиально новые задачи изучения релаксационных процессов в полупроводниковых системах пониженной размерности, результаты работы имеют и прикладную направленность. Они будут использованы для оптимизации полупроводниковых супергетеродинных приемников излучения на базе болометров на горячих электронах: для расширения рабочего диапазона частот смесителя на основе одиночного гетероперехода AlGaAs/GaAs терагерцового диапазона, уменьшения требуемой мощности гетеродина. Кроме того, решение задач по оптимизации смесителя на основе AlGaAs/GaAs гетероструктуры позволит прогнозировать создание многоэлементных (матричных) приемных элементов, необходимых, например, в системах субмиллиметрового тепловидения, интенсивно разрабатывающихся в настоящее время, а также в радиотелескопах и системах мониторинга.

Модель AlGaAs/GaAs смесителя с двумерным электронным газом рассматривает двумерный газ как термодинамическую подсистему, которая локально характеризуется распределением Ферми с температурой T_e и передает избыточную энергию фононной подсистеме – термостату, находящемуся при температуре $T_b=77$ К. Электронная подсистема нагревается сигнальным и гетеродинным источниками, а также током смещения. Для вычислений динамического одномерного профиля распределения электронной температуры $T_e(x,t)$

при известной температурной зависимости сопротивления мостика $R(T_e(x, t))$ используется уравнение теплового баланса, которое можно рассмотреть в двух предельных случаях. Первым из них является охлаждение горячих электронов за счет передачи энергии фононному термостату, которое реализуется в достаточно длинных мостиках. При этом скорость потерь энергии горячими электронами в области азотных температур в расчете на один электрон можно представить в виде

$$Q(T_e) = \frac{\hbar\omega_{opt}}{\tau^*} (\exp(-\hbar\omega_{opt}/kT_e) - \exp(-\hbar\omega_{opt}/kT_b)),$$

где $\hbar\omega_{opt}^* = 36.5$ мэВ – энергия оптического фотона в GaAs, τ^* – эффективное время электрон – фононного взаимодействия. Экспериментально измеренное значение τ^* в арсенидгаллиевых наноструктурах, по данным наблюдения спектров фотолюминесценции, составляет 0.15 пс, что согласуется с данными τ

составляет 0

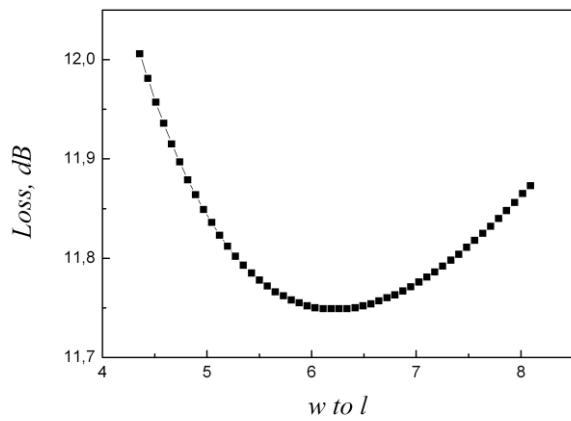


Рис. 1. Зависимость потерь преобразования полупроводникового смесителя на двумерном электронном газе в гетероструктуре *AlGaAs/GaAs*, работающего при температуре 77 К, от геометрических размеров смесителя: длины l и ширины проводящего канала w

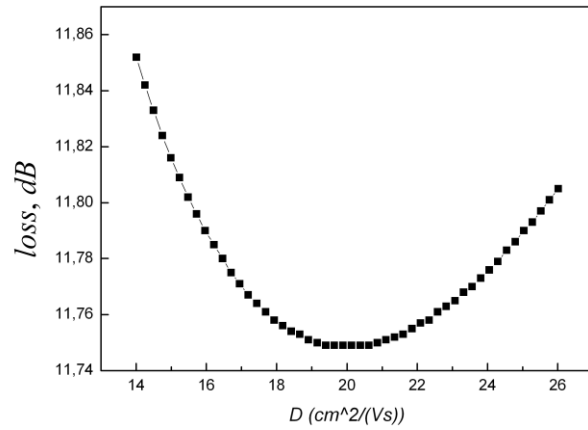


Рис. 2. Зависимость потерь преобразования полупроводникового смесителя на двумерном электронном газе в гетероструктуре *AlGaAs/GaAs*, работающего при температуре 77 К, от коэффициента диффузии двумерных электронов D

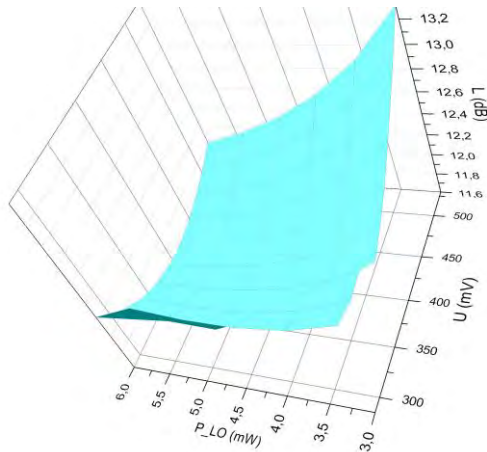


Рис. 3. Зависимость потерь преобразования L полупроводникового смесителя на двумерном электронном газе в гетероструктуре *AlGaAs/GaAs*, работающего при температуре 77 К, от напряжения смещения U и мощности гетеродина P_{LO}

1. Shangina, E.L. Concentration dependence of energy relaxation time in AlGaAs/GaAs heterojunctions: direct measurements / E.L. Shangina, K.V. Smirnov, D.V. Morozov et al. // *Semicond. Sci. Technol.* 2011. V. 26, № 2. P.025013-025017.

2. Морозов, Д.В. Приемные устройства терагерцового диапазона на эффекте разогрева двумерного электронного газа в гетероструктурах AlGaAs/GaAs // Дис. на соискание уч. степени канд. физ.-мат.наук. Москва, 2007. 120 с.

Пикосекундная акустика в полупроводниковых наноструктурах

А.В. Щербаков

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, С.-Петербург

scherbakov@mail.ioffe.ru

Появление в 80-х годах прошлого века сверхбыстрых твердотельных лазеров не только существенно расширило возможности оптической спектроскопии, но и привело к появлению новых направлений в физике твердого тела. Одним из таких направлений стала пикосекундная (или сверхбыстрая) акустика [1], использующая фемтосекундное лазерное возбуждение для генерации ультракоротких акустических импульсов. В физике полупроводников методы пикосекундной акустики сделали возможной сверхбыструю модуляцию электронных и оптических резонансов полупроводниковых наноструктур. Исследованию новых спектроскопических эффектов, обусловленных такой модуляцией, посвящена настоящая работа.

На рис. 1а показана схема эксперимента с пикосекундными акустическими импульсами в полупроводниковых наноструктурах. На обратную сторону подложки нанесен оптоакустический преобразователь – тонкая (~100 нм) металлическая пленка. Пленка возбуждается фемтосекундным лазерным импульсом (плотность энергии возбуждения до 20 мДж/см^2), и в результате ее термического расширения в подложку впрыскивается пикосекундный импульс деформации – когерентный волновой пакет упругих колебаний с широким (до 100 ГГц) спектром. При низкой температуре импульс деформации (рис. 1б), амплитуда которого может достигать 10^{-3} , а пространственный размер составляет ~100 нм, распространяется в подложке со скоростью звука без рассеяния на расстояния до 1 см. В процессе распространения биполярный импульс деформации вследствие нелинейных эффектов может преобразовываться в последовательность акустических солитонов, импульсов длительностью менее 1 пс и амплитудой до 10^{-2} . Достигая полупроводниковую наноструктуру, импульс деформации изменяет энергию электронных уровней и соответствующих им оптических резонансов вследствие модуляции под действием деформации ширины запрещенной зоны. Вызываемые импульсом деформации изменения могут фиксироваться с фемтосекундным временным разрешением различными методами сверхбыстрой оптической спектроскопии: по изменению интенсивности или поляризации отраженного от структуры светового потока, а также по изменению во времени спектров отражения или фотолюминесценции [2].

В настоящее время только методы пикосекундной акустики позволяют реализовать неадиабатический режим энергетической модуляции оптических резонансов. В полупроводниковой наноструктуре сдвиг энергии оптического резонанса (экситонного или поляритонного) под действием импульса де-

формации может составлять несколько десятков мэВ и существенно превышать спектральную ширину резонанса. Энергетическая модуляция с такой амплитудой происходит за время в несколько пикосекунд, что короче времени фазовой релаксации. Такой режим модуляции был осуществлен нами в квантовых ямах [3] и микрорезонаторах с активным слоем в режиме сильной связи [4]. Под действием импульса деформации зафиксировано уширение спектра отражения с появлением сложной структуры субрезонансов. Подобные эффекты, характерные для частотной модуляции в радиочастотном диапазоне электромагнитных волн, до настоящего времени никогда не фиксировались в твердотельных структурах.

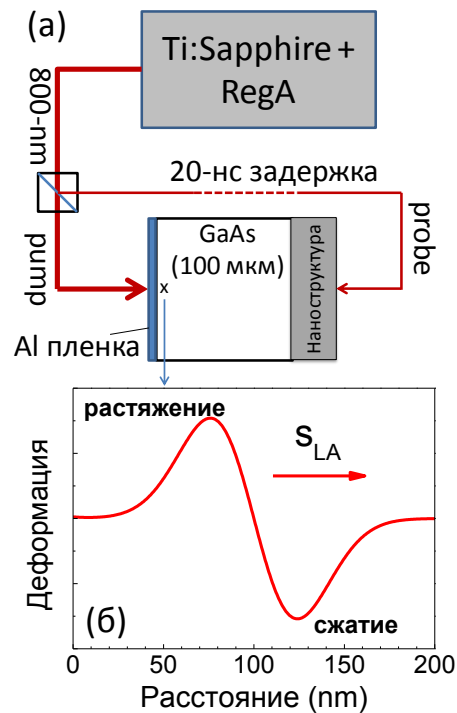


Рис. 1. (а) Схема эксперимента с импульсами деформации. (б) Импульс деформации, инжектированный в подложку GaAs

Методы пикосекундной акустики также открывают новые возможности сверхбыстрого управления оптической эмиссией лазерных гетероструктур. В микрорезонаторах с активным слоем (квантовая яма или ансамбль квантовых точек) изменение интенсивности эмиссии обусловлено модуляцией расстройки между фотонной модой микрорезонатора и оптическим резонансом активного слоя, вследствие энергетического сдвига последнего под действием импульса деформации [5,6]. Рис. 2 показывает

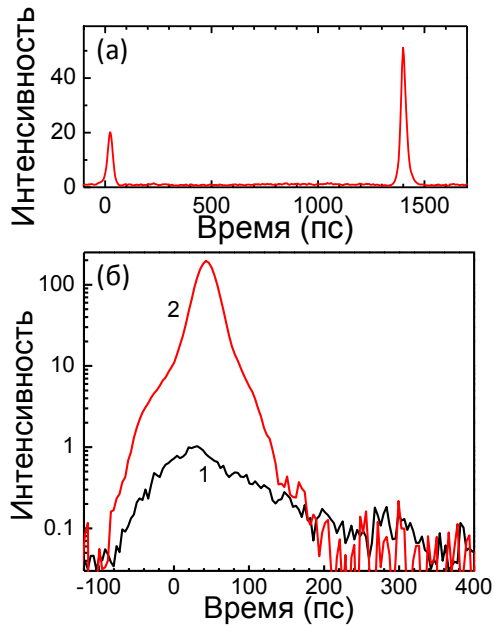


Рис. 2. Модуляция фотолюминесценции микрорезонатора GaAs/AlAs с ансамблем квантовых точек $\text{In}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}$ под действием импульса деформации в режиме непрерывного (а) и импульсного (б) оптического возбуждения [6]. На панели (б) кривая 1 показывает кинетику фотолюминесценции в отсутствие, а кривая 2 под действием импульса деформации. Ноль на шкале времени соответствует приходу импульса деформации в слой квантовых точек.

модуляцию оптической эмиссии микрорезонатора GaAs/AlAs со слоем $(\text{In,Ga})\text{As}$ квантовых точек. В режиме непрерывной накачки (рис. 2а) наблюдается увеличение интенсивности эмиссии во время прохождения импульса деформации через слой квантовых точек из подложки в сторону открытой границы структуры и обратно в 20 и 50 раз, соответственно. При импульсной накачке (рис. 2б) наблюдается увеличение интенсивности в 200 раз, что соответствует переходу из режима спонтанной эмиссии в лазерный режим. Модуляция интенсивности оптической эмиссии обусловлена изменением числа квантовых точек резонансных с фотонной модой под действием импульса деформации. Так как ширина неоднородного спектра ансамбля квантовых точек значительно превышает спектральную ширину фотонной моды, лишь очень небольшое количество квантовых точек является резонансными. Пикосекундный импульс деформации, инжектированный в микрорезонатор, «встряхивает» ансамбль квантовых точек, вызывая модуляцию энергии оп-

тических переходов, что существенно увеличивает число точек, резонансных с фотонной модой.

Рассмотренные выше эффекты – неполный список оптических и магнитооптических явлений, которые могут наблюдаться в полупроводниковых наноструктурах под действием импульсов деформации. Стоит также отметить модуляцию намагниченности в ферромагнитных полупроводниковых слоях [7] и наведенную импульсом сдвиговой деформации оптическую анизотропию в наноструктурах, выращенных на низкосимметричных подложках. Задача настоящей работы – дать обзор возможностей, которые представляет сочетание методов пикосекундной акустики и сверхбыстрой оптической спектроскопии в физике полупроводников.

Вошедшие в обзор исследования выполнялись при сотрудничестве ФТИ им. А.Ф. Иоффе РАН (А.С. Саласюк, В.Ф. Сапега, А.В. Щербаков, Д.Р. Яколев, А.В. Акимов), ИОФ им. А.М. Прохорова РАН (Н.А. Гиппиус), ИФП УАН (Б. Главин) и Технического университета г. Дортмунда (Т. Berstermann, С. Bruggemann, М. Bombeck, М. Bayer). Исследования выполнены при поддержке РФФИ, программ Президиума и ОФН РАН, а также DFG.

1. http://en.wikipedia.org/wiki/Picosecond_ultrasonics
2. A.V. Akimov, A. V. Scherbakov, D. R. Yakovlev, C. T. Foxon, and M. Bayer Ultrafast Band-Gap Shift Induced by a Strain Pulse in Semiconductor Heterostructures. *Phys. Rev. Lett* **97**, 037401 (2006).
3. A.V. Scherbakov, P. J. S. van Capel, A. V. Akimov, J. I. Dijkhuis, D. M. Yakovlev, T. Berstermann and M. Bayer Chirping of an optical transition by an ultrafast acoustic soliton train in a semiconductor nanostructure. *Phys. Rev. Lett.* **99**, 057402 (2007).
4. T. Berstermann, A. V. Scherbakov, A. V. Akimov, D. R. Yakovlev, N. A. Gippius, B. A. Glavin, I. Sagnes, J. Bloch, and M. Bayer Terahertz polariton sidebands generated by ultrafast strain pulses in an optical semiconductor microcavity. *Phys. Rev. B* **80**, 075301 (2009).
5. A.V. Scherbakov, T. Berstermann, A.V. Akimov, D.R. Yakovlev, G. Beaudoin, D. Bajoni, I. Sagnes, J. Bloch, and M. Bayer Ultrafast control of light emission from a quantum-well semiconductor microcavity using picosecond strain pulses. *Phys. Rev. B* **78**, 241302(R) (2008).
6. C. Bruggemann, A. V. Akimov, A. V. Scherbakov, M. Bombeck, C. Schneider, S. Höfling, A. Forchel, D. R. Yakovlev, M. Bayer Laser mode feeding by shaking quantum dots in a planar microcavity. *Nature Photonics* **6**, 30 (2012).
7. A.V. Scherbakov, A.S. Salasyuk, A.V. Akimov, X. Liu, M. Bombeck, C. Bruggemann, D.R. Yakovlev, V.F. Sapega, J.K. Furdyna, and M. Bayer Coherent magnetization precession in ferromagnetic $(\text{Ga,Mn})\text{As}$ induced by picosecond acoustic pulses. *Phys. Rev. Lett.* **105**, 117204 (2010).

Межэлектронное взаимодействие в графене: физические эффекты, обусловленные коническим спектром

Л.И. Магарилл^{1,2}, М.М. Махмудиан^{1,2} и М.В. Энтин¹

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

² Новосибирский государственный университет, Новосибирск

entin@isp.nsc.ru

Доклад посвящен явлениям, обусловленным необычным коническим спектром графена вместе с его искажением за счет тригональной асимметрии индивидуальных экстремумов зон (рис. 1).

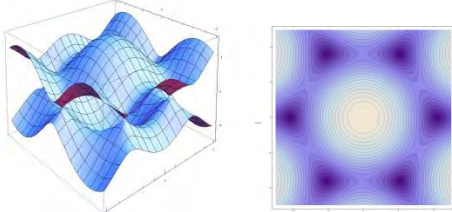


Рис. 1. Электронный спектр графена в схеме расширенных зон и его рельеф.

Первое исследуемое явление — электрон-дырочная релаксация. Конический электронный спектр в графене вблизи дираковской точки $\varepsilon_{c,v}(\mathbf{p}) = \pm sp$ приводит из-за законов сохранения $\mathbf{p} + \mathbf{k} = \mathbf{p}' + \mathbf{k}'$, $sp - sk = sp' + sk'$ к кинематическим ограничениям на процессы электрон-дырочного рассеяния, которые становится возможными только при коллинеарном направлении сталкивающихся и рассеянных частиц (рис. 2 слева).

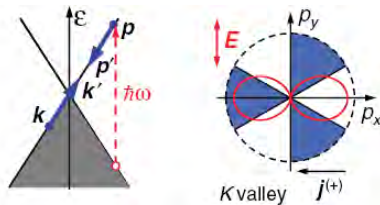


Рис. 2. Слева: Электрон-дырочное рассеяние в коническом приближении. Фотоэлектрон с импульсом \mathbf{p} соударяется с равновесным электроном из дырочного конуса, имеющим противоположное направление импульса. Результирующие частицы имеют те же направления импульсов, что и фотоэлектрон. Справа: учет тригональной асимметрии; сектора, в которых рассеяние электронов на дырках разрешено, закрашены. Фотовозбуждение пар имеет симметрию восьмерки. Электроны, попадающие в закрашенный сектор, быстро релаксируют, а в незакрашенный — относительно медленно, что порождает долиный ток.

Учет слабой тригональной асимметрии спектра оказывается критичным для процессов взаимодействия электронов. Включение слабой асимметрии приводит к разрешению процессов электрон-дырочной релаксации (ЭДР) в одних областях фазового пространства и запрету их в других (рис. 2 справа). Существенно, что даже слабость анизотропии не приводит к малости ЭДР, ей обусловленной.

При высокой температуре ЭДР ответственна также за релаксацию импульса и линейную статическую проводимость. При низкой температуре в точке Дирака эти процессы являются определяющими для энергетической и фазовой релаксации электронов. Энергетическая релаксация определяет такие процессы, как разогрев статическим электрическим полем, горячая люминесценция, фотогальванический эффект. Фазовая память существенна для квантовых поправок к проводимости. Кроме того, анизотропная ЭДР оказывается существенной для температурных поправок к проводимости, так как в областях, разрешенных для ЭДР, релаксация импульса происходит двухстадийно, через ЭДР с последующим рассеянием на примесях, а в запрещенных — одностадийно.

В работе анализируются последствия необычного характера межэлектронного рассеяния в графене для механизмов остывания электронов, слабой локализации и долинных фототоков.

Под действием поляризованного света в индивидуальных долинах могут возникать так называемые долинные токи, равной величины и противоположные по направлению, при отсутствии полного тока [1]. Таким образом, свет позволяет управлять индивидуально электронами и дырками отдельных долин графена. Долинный ток имеет сильную поляризационную зависимость, меняя направление при повороте линейной поляризации на 90 градусов. В работе были изучены долинные токи при межзонных оптических переходах в однослойном графене. Ток возникает при одновременном учете тригональной асимметрии индивидуальных долин и поляризации света. Исследованы различные механизмы эффекта. В частности, к долинному току приводит указанная выше избирательная по углу энергетическая релаксация электронов. Этот механизм долинного фототока иллюстрирует рис. 2 (справа). Другой механизм связан с нечетной относительно центра долины анизотропией возбуждения пар. Величина долинного тока оценивается как 10^{-4} А/см в расчете на 1 Вт/см² падающей плотности светового потока при энергии квантов 10^{-1} эВ.

Другим объектом, для существования которого оказывается важна гофрировка энергетического спектра, является экситон в графене. С первого взгляда, в бесщелевом материале с коническим спектром связанное состояние электрона с дыркой кажется невозможным. Однако пара с близкими скоростями может образовать связанное состояние. Для этого необходимо, чтобы кинетическая энергия пары $\varepsilon_c((\mathbf{p} + \mathbf{k})/2) - \varepsilon_v((\mathbf{p} - \mathbf{k})/2)$ с импуль-

сами электрона $(\mathbf{p} + \mathbf{k})/2$ и дырки $(\mathbf{p} - \mathbf{k})/2$ имела минимум как функция относительного импульса \mathbf{k} . Возможны ситуации, когда пара образуется из одной ($\mathbf{p} \parallel 2\mathbf{K}$, где \mathbf{K} — вектор в центр долины) или противоположных долин $\mathbf{p} = 2\mathbf{K} + \tilde{\mathbf{p}}$. Разлагая гамильтониан пары по малости импульса k относительного движения по сравнению с общим импульсом p , получаем для непрямого экситона квадратичный гамильтониан

$$H = s\tilde{p} + \frac{k_1^2}{2M} + \frac{k_2^2}{2m} + V(\mathbf{r}),$$

где $k_{1,2}$ — компоненты импульса \mathbf{k} вдоль и поперек $\tilde{\mathbf{p}}$, $m = \tilde{p}/s$, а масса M определяется поправками к коническому спектру. Для случая пары из одной и той же долины $M < 0$ и экситон не образуется. С учетом тригональных поправок для непрямого экситона, образуемого парой из разных долин $M = 4\sqrt{3}/sa \cos 3\varphi_p$. Знак продольной массы M зависит от угла импульса φ_p относительно \mathbf{K} и положителен, если $\cos 3\varphi_p > 0$. Именно в этих условиях может образоваться экситон. Относительное движение частиц описывается малой массой m и большой массой M . Такой гамильтониан можно квантовать по аналогии с молекулярными термами. В результате получаются уровни энергии $s\tilde{p} - \varepsilon_{nN}$ с двумя квантовыми числами, «электронным» n и «ионным» N . Наинизший уровень энергии $\varepsilon_{00} \approx \pi^{-1} g^2 s\tilde{p} \ln^2 \frac{K}{p \cos 3\varphi_p}$,

где константа связи $g = e^2/\kappa\hbar s$, a — постоянная

решетки, κ — диэлектрическая проницаемость. Связывание возможно только в областях, где $\cos 3\varphi_p > 0$. На рис. 3 представлена расчетная зависимость энергии связи основного уровня экситона (в области его существования) от импульса. Существенно, что энергия связи, оставаясь меньше энергии свободной пары $s\tilde{p}$, стремится к нулю в пределе $\tilde{p} \rightarrow 0$. В результате неподвижные экситоны в графене невозможны. Энергия связи имеет сильную тригональную анизотропию. В отличие от щелевых полупроводников, такие экситоны могут возбуждаться не только оптически, но и тепловым образом вплоть до низких температур и поэтому вносят вклад в теплоемкость и теплопроводность графена. В докладе исследуются последствия существования экситонов для тепловых и оптических свойств графена.

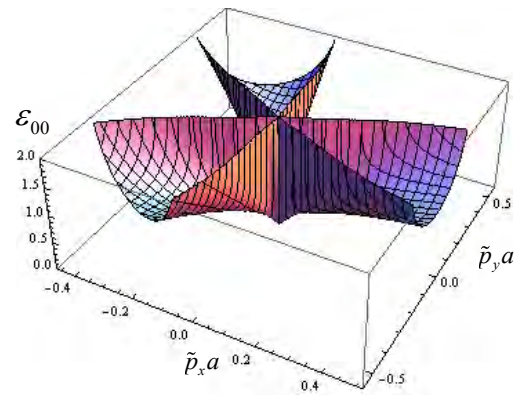


Рис. 3. Энергия связи основного состояния непрямого экситона в графене (в единицах $g^2\hbar s/a$) как функция волнового вектора.

1. Golub L.E. and Tarasenko S.A., M.V. Entin and L.I. Magarill, Phys. Rev. B 84, 195408 (2011).

Способ учета параметра сдвига при восстановлении распределения состава полупроводниковых структур по глубине в методе ВИМС

Ю.Н. Дроздов, М.Н. Дроздов, П.А. Юнин

Институт физики микроструктур РАН, Н. Новгород

drozdyu@ipm.sci-nnov.ru

Методы диагностики полупроводниковых структур постоянно совершенствуются в связи с повышением требований оптоэлектроники к точности их изготовления. Одним из таких методов является масс-спектрометрия вторичных ионов (ВИМС). Метод ВИМС используется для элементного анализа по глубине полупроводниковых структур.

Важной особенностью метода ВИМС является искажение истинных профилей распределения концентрации элементов по глубине в процессе измерения. Оно выражается в сдвиге к поверхности и уширении экспериментального профиля по сравнению с истинным и описывается сверткой истинного профиля с функцией разрешения по глубине (ФР):

$$I(z)/I_0 = \int g(z - z_0) X(z_0) dz_0, \quad (1)$$

где $I(z)/I_0$ – нормированный экспериментальный профиль распределения концентрации элемента, $X(z_0)$ – истинный профиль, $g(z - z_0)$ – функция разрешения по глубине.

Часто для контроля методов формирования наноструктур и анализа образцов с тонкими гетерослоями требуется повышенное разрешение по глубине. Один из способов достижения высокого разрешения по глубине – использование низкоэнергетических режимов распыления. Однако и в этих случаях экспериментальный профиль может содержать артефакты ионного распыления. Тогда добиться более высокой точности можно только дополнительной обработкой экспериментальных данных. Например, проведением восстановления истинного профиля по экспериментальному.

Процедура восстановления сводится к решению интегрального уравнения свертки (1), что является некорректной задачей. Для ее решения необходимо использовать алгоритмы с регуляризацией. В настоящей работе предлагается использование метода регуляризации Тихонова при решении уравнения (1) в Фурье-пространстве. Обсуждаются особенности применения метода для восстановления профилей ВИМС с учетом априорной информации о непрерывности, гладкости и положительности сигнала.

Восстановление целесообразно проводить в том случае, когда ФР достаточно надежно известна. Экспериментально ФР может быть измерена, согласно (1), как профиль образца с тонким дельта-легированным слоем. Ранее [1] нами были определены параметры ФР для ряда полупроводниковых гетеросистем (Ge в Si, Si в GaAs, Mn в GaAs) и реализован численный алгоритм решения

прямой задачи послойного анализа в рамках MRI (mixing – roughness – information depth) модели Хофмана. В настоящей работе данные предыдущих исследований используются для восстановления профилей тонких слоев. При этом особое внимание уделяется учету сдвига экспериментального профиля, который вносит систематическую погрешность в результаты определения глубин залегания тонких слоев.

В литературе предложены различные методы решения обратной задачи послойного анализа. При этом авторы по-разному подходят к проблеме сдвига экспериментального профиля относительно истинного. Например, авторы [2] предлагают учитывать его, сдвигая целиком восстановленный профиль. Величина сдвига определяется интерполяцией зависимости длины пробега первичных ионов в образце от их энергии. Однако такой подход требует определения функции разрешения по глубине для одного типа структур при множестве различных значений энергии распыляющих ионов, что требует значительного времени. Некоторые авторы [3] вообще не упоминают о сдвиге при восстановлении. В работе [4] наблюдается сдвиг восстановленных профилей в другую сторону – к поверхности. Причем эта особенность никак не обсуждается.

Наш способ учета сдвига при восстановлении состоит в совместном решении прямой и обратной задачи послойного анализа. Сначала происходит моделирование процесса послойного анализа для структуры с δ -слоем по MRI модели. Полученный профиль будет представлять собой заданную на сетке ФР, которая затем и используется для решения обратной задачи. Важно, что при этом мы точно знаем сдвиг ФР относительно истинного положения дельта-слоя. Это позволяет учесть сдвиг при последующем решении обратной задачи. Способ удобен тем, что учет сдвига происходит автоматически в процессе восстановления, и при этом не требуется дополнительных процедур по смещению всего профиля целиком. Такой подход был невозможен в работах других авторов, так как они не решали прямую задачу послойного анализа, а ФР определяли аппроксимацией экспериментальных профилей аналитической функцией. При этом неизвестно положение слоя и сдвиг ФР относительно него.

Первой проверкой алгоритмов восстановления является тестирование на модельных примерах. В нашем случае изначально задавался некоторый «истинный» профиль распределения concentra-

ции по глубине. По MRI модели моделировался экспериментальный профиль для такой структуры, к нему добавлялся шум. При этом значения параметров моделей и отношение сигнал-шум задавались некоторыми характерными для эксперимента ВИМС. С теми же параметрами MRI модели рассчитывалась ФР. Затем проводилось решение обратной задачи для смоделированного экспериментального профиля. Восстановленный при этом профиль затем сравнивался с исходным.

На рис. 1 приведены исходный профиль распределения концентрации для слоя толщиной 0,4 нм (столбик), смоделированный экспериментальный профиль с добавленным шумом (линия с точками) и восстановленный профиль (сплошная линия). Параметры MRI модели: $L_m = 1,1$ нм; $\sigma = 0,6$ нм; $\lambda = 0,3$ нм. К смоделированному экспериментальному профилю добавлен шум с гауссовым распределением $\sigma_{\text{noise}} \sim \sqrt{I}$. Отношение сигнал-шум 24 дБ.

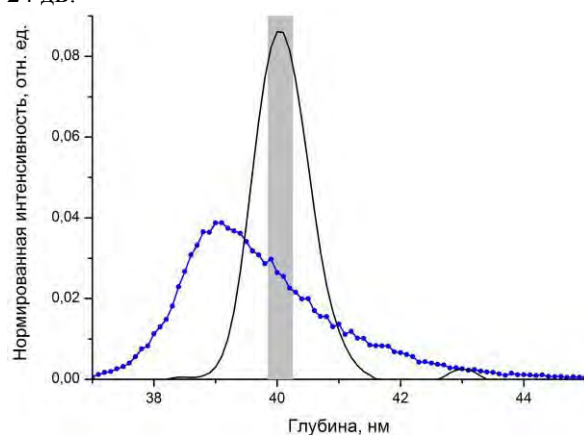


Рис. 1. Восстановление смоделированного профиля для тонкого слоя на глубине 40 нм

Восстановление позволило уменьшить полную ширину на полувысоте пика слоя с 2,2 нм до 1,1 нм. Интенсивность пика в максимуме увеличилась с 0,039 до 0,086. Также отчетливо виден сдвиг восстановленного профиля. Положение максимума пика сдвинулось с 39,1 нм для смоделированного экспериментального профиля до 40 нм для восстановленного. При этом максимум восстановленного профиля совпадает с центром исходного слоя, что говорит о корректности учета сдвига при восстановлении.

Предложенный метод решения обратной задачи с учетом сдвига имеет ряд преимуществ перед обсуждавшимися в литературе ранее. В частности, он быстрее, чем итерационный алгоритм с регуляризацией по методу Миллера [2-4], а ФР задается тремя параметрами, имеющими физический смысл. Однако из-за особенностей используемых моделей и алгоритмов решения обратной задачи и регуляризации, любой метод восстановления имеет свои границы применимости. В частности, в эксперименте не должно наблюдаться деградации разрешения по глубине из-за наклона дна кратера травления или развития шероховатости с глубиной. Наш метод не всегда корректно работает для толстых слоев с очень резкими интерфейсами, поскольку число

членов Фурье-разложения ограничено. Из-за нестационарности режима в начале распыления этим методом невозможно восстановить информацию о распределении концентрации в области порядка глубины перемешивания вблизи поверхности. Стоит также отметить, что влияние матричных эффектов, проявляющееся в нелинейной связи между выходом вторичных ионов и концентрацией элемента в матрице, требует отдельного учета.

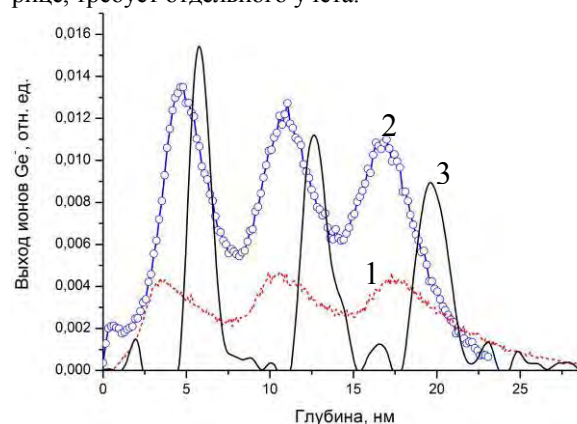


Рис. 2. Экспериментальные (1,2) и восстановленный (3) профили распределения Ge в Si в структуре R122

На рис. 2 приведены экспериментальные профили распределения германия по глубине для структуры R122 с тремя δ -слоями германия в кремнии, полученные при энергиях распыляющих ионов Cs^+ 2 кэВ (быстрое травление с низким разрешением) и 0,5 кэВ (медленное травление с повышенным разрешением). Приведен также профиль, восстановленный из эксперимента при 2 кэВ (линия 3). На основе сравнения можно полагать, что метод позволяет восстановить профиль до уровня даже лучшего, чем эксперимент при 0,5 кэВ. Это важно при исследовании толстых структур, поскольку можно существенно уменьшить время эксперимента, используя более высокие скорости травления и процедуру восстановления.

Таким образом, предложенный способ восстановления позволяет повысить разрешение по глубине и уменьшить систематические погрешности определения глубины залегания тонких слоев.

Работа поддержана Программами Российской Академии Наук, грантом РФФИ №12-02-00548, и Минобрнауки России, ГК 16.552.11.7007.

1. Дроздов Ю.Н. Послойный анализ структур с δ -слоями методом ВИМС с учетом функции разрешения по глубине TOF.SIMS-5 / Дроздов Ю.Н., Дроздов М.Н., Новиков А.В., Юнин П.А., Юрасов Д.В. // Труды XV международного симпозиума «Нанофизика и нанoeлектроника». Т. 2. С. 450-451. (2011)

2. Gautier B. Deconvolution of SIMS depth profiles of boron in silicon / Gautier B., Prost R., Prudon G., Dupuy J.-C. // Surf. Interface Anal. V. 24. P. 733-745. (1996)

3. Boulsina F. Deconvolution of SIMS depth profiles: Towards simple and faster techniques / Boulsina F., Berrabah M., Dupuy J.C. // App. Surf. Sci. V. 255. P. 1946-1958. (2008)

4. Lee J.W. SIMS Deconvolution of delta layers in silicon / Lee J.W., Kim K.J., Kim H.K., Moon D.W. // J. Surf. Anal., V.10. P. 16-18. (2003)

Селективное легирование SiGe гетероструктур сегрегирующими примесями

М.Н. Дроздов, А.В. Мурель, А.В. Новиков, Д.В. Юрасов

Институт физики микроструктур РАН, Н. Новгород

Inquisitor@ipm.sci-nnov.ru

Одной из важных задач при создании многих полупроводниковых устройств и приборов для современной кремниевой микро- и нанoeлектроники является формирование заданного профиля легирования. Однако, хорошо известно [1, 2], что при росте Si и SiGe структур методом МПЭ для всех основных донорных примесей (Sb, As и P) ярко выражен эффект сегрегации, который значительно затрудняет создание контролируемого профиля распределения донорных примесей. Ранее для решения проблемы селективного легирования сегрегирующими примесями Si эпитаксиальных структур нами был разработан оригинальный метод, основанный на контролируемом использовании эффекта сегрегации [3]. Поскольку для многих практических приложений необходимо создание селективно-легированных SiGe структур, то в настоящей работе была изучена возможность распространения ранее предложенного метода на различные SiGe гетероструктуры. С этой целью были выполнены исследования сегрегации Sb в зависимости от условий роста и параметров SiGe структур, выращенных на Si(001) подложках и релаксированных SiGe буферных слоях.

Сегрегация Sb в SiGe матрице, в отличие от кремниевой, зависит как от условий роста (температуры и скорости роста), так и от параметров самих структур, а именно от состава и упругих напряжений отдельных слоев [2]. С одной стороны, это усложняет задачу получения нужного профиля легирования, так как требуется учет большего числа параметров. С другой стороны, появляется больше возможностей управления сегрегационными свойствами сурьмы в SiGe структурах.

Исследуемые структуры были выращены на установке МПЭ Riber Siva-21. В работе исследовалось влияние температуры роста, знака деформации и компонентного состава SiGe слоев на сегрегацию Sb в напряженных SiGe гетероструктурах. Сжатые в плоскости роста слои формировались путем осаждения $\text{Si}_x\text{Ge}_{1-x}$ слоев на Si(001) подложку, а растянутые – с помощью осаждения на релаксированные $\text{Si}_y\text{Ge}_{1-y}$ буферные слои $\text{Si}_x\text{Ge}_{1-x}$ с $x < y$. Для исследования полученных структур применялись вторично-ионная масс-спектрокопия (ВИМС), просвечивающая электронная микроскопия (ПЭМ), измерения эффекта Холла и вольт-фарадных характеристик (ВФХ).

Экспериментальные исследования показали, что при относительно высоких температурах роста ($T \sim 420^\circ\text{C}$) значение коэффициента сегрегации Sb (Γ) в сжатых SiGe слоях, выращенных на Si(001) подложках, значительно выше, по сравнению со

случаем сегрегации Sb в ненапряженном Si [4]. Так значение Γ в $\text{Si}_{0.85}\text{Ge}_{0.15}$ слое, выращенном при $T=420^\circ\text{C}$ на Si(001) подложке, на 1.5 порядка выше, чем в кремнии [4]. Однако, при более низких температурах роста ($T=300\div 370^\circ\text{C}$) зависимость коэффициента сегрегации Sb от параметров SiGe становится слабой. В работе [2] полагается, что ослабление зависимости сегрегации Sb от параметров SiGe слоев при низких температурах роста связано с уменьшением зависимости Γ от упругих напряжений в слое.

Было обнаружено, что в диапазоне температур роста $T=300\div 370^\circ\text{C}$ сегрегация Sb в ненапряженных $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ слоях, сформированных на релаксированных $\text{Si}_{1-y}\text{Ge}_y$ буферных слоях (т.е. при $x=y$), усиливается по сравнению с ненапряженным Si. Отсутствии упругих напряжений как в случае роста ненапряженных SiGe слоев на релаксированных SiGe буферах, так и в случае роста Si слоев на Si подложках, указывает на то, что усиление сегрегации Sb в этом случае вызвано компонентным составом растущего SiGe слоя. Для диапазона температур роста $T=300\div 370^\circ\text{C}$ не было выявлено существенного уменьшения коэффициента сегрегации Sb в растянутых Si слоях, выращенных на релаксированных SiGe буферах, по сравнению с ненапряженными Si слоями.

Обнаруженные различия в сегрегационных свойствах Sb в SiGe структурах, выращенных при различных температурах роста, связываются с тем, что при относительно высоких температурах роста присутствие напряжений сжатия дополнительно препятствует встраиванию атомов Sb, имеющих больший, по сравнению с Si и Ge, атомный радиус, в объем структуры, тем самым, усиливая ее сегрегацию. В случае напряжений растяжения в SiGe слое, наоборот, встраивание Sb улучшается, а ее сегрегация ослабляется при соответствующих условиях роста [2]. С другой стороны, при уменьшении температуры роста до значений порядка $320\text{--}370^\circ\text{C}$ влияние упругих напряжений на сегрегацию Sb ослабляется, и значительную роль начинает играть концентрация Ge в растущей пленке.

Полученные результаты могут быть качественно объяснены в рамках предположений, сделанных в работе [2]. Различный характер зависимости коэффициента сегрегации Sb от величины упругих напряжений для SiGe слоев, выращенных при различных температурах, в работе [2] связывается с изменением основного механизма сегрегации атомов Sb на поверхность с т.н. “обменного”, происходящего на террасах роста на механизм “вскарабкивания” атомов на ступенях роста [5]. В диапазоне

температур роста, в котором основным является обменный механизм сегрегации, наличие упругих напряжений в растущих слоях существенно влияет на величину энергетического барьера для процесса сегрегации, вследствие чего зависимость коэффициента сегрегации от упругих напряжений становится существенной. В случае же роста при низких температурах, когда сегрегация происходит преимущественно за счет вскарабкивания атомов Sb на ступенях роста [5], упругие напряжения не влияют на вероятность такого процесса и, как следствие, коэффициент сегрегации практически не зависит от величины упругих напряжений.

Выполненные исследования позволили определить условия роста, необходимые для получения требуемых профилей легирования SiGe структур и распространить ранее разработанную технологию селективного легирования Si [3] на SiGe гетероструктуры. Результат ее использования для формирования селективно легированных SiGe:Sb слоев, требующихся для создания структур с двумерным электронным газом, показан на рисунке 1а. Пример управления встраиванием примеси путем варьирования параметров структуры (состава и упругих напряжений легированных слоев) показан на рисунке 1б. Согласно результатам ВИМС анализа градиент концентрации Sb на переднем фронте легированного SiGe:Sb слоя составляет порядка 5 нм/декада (рис.1а), что лишь ненамного превышает значения, полученные ранее для случая легирования Si ненапряженных структур (2-3 нм/декада) [3]. Таким образом, можно сделать вывод о возможности адаптации технологии селективного легирования, предложенной в работе [3] для кремниевых структур, для селективного легирования напряженных SiGe гетероструктур при соответствующем выборе условий роста. Кроме

того, из-за разницы коэффициента сегрегации Sb в релаксированном SiGe слое и растянутом Si слое формирование такого напряженного Si слоя в структуре приводит к резкому росту объемной концентрации Sb (рис. 1б). В результате появляется возможность управления встраиванием примеси за счет варьирования состава и упругих напряжений легированных слоев.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (грант № 11_02_00700_a), программы фундаментальных исследований Президиума РАН № 24 и Минобрнауки (ГК 16.552.11.7007).

1. Gossman, H.-J. Delta doping in silicon/ H.-J. Gossman and E.F. Shubert // Crit. Rev. Sol. St. Mater. Sci. 1993. V. 18. P. 1.

2. Berberzier, I. Strain engineered segregation regimes for the fabrication of thin $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ layers with abrupt n-type doping / I. Berberzier, J.P. Ayoub, A. Ronda, M. Oehme, K. Lyutovich, E. Kasper, M. Di Marino, G. Bisognin, E. Napolitani and M. Berti // J. Appl. Phys. 2010. V. 107, P. 034309.

3. Yurasov, D.V. Usage of antimony segregation for selective doping of Si in molecular beam epitaxy/ D.V. Yurasov, M.N. Drozdov, A.V. Murel, M.V. Shaleev, N.D. Zakharov and A.V. Novikov // J. Appl. Phys. 2011. V. 109, P. 113533.

4. Дроздов, М.Н. Метод управляемого, селективного легирования кремния и SiGe-гетероструктур сегрегирующими примесями / М.Н. Дроздов, А.В. Мурель, А.В. Новиков, Д.В. Юрасов // Труды XV Международного симпозиума «Нанопизика и нанозлектроника». 2011. Т.1, С. 242.

5. Arnold, C.B. Unified kinetic model of dopant segregation during vapor-phase growth / C.B. Arnold and M.J. Aziz // Phys. Rev. B. 2005. V. 72, P. 195419.

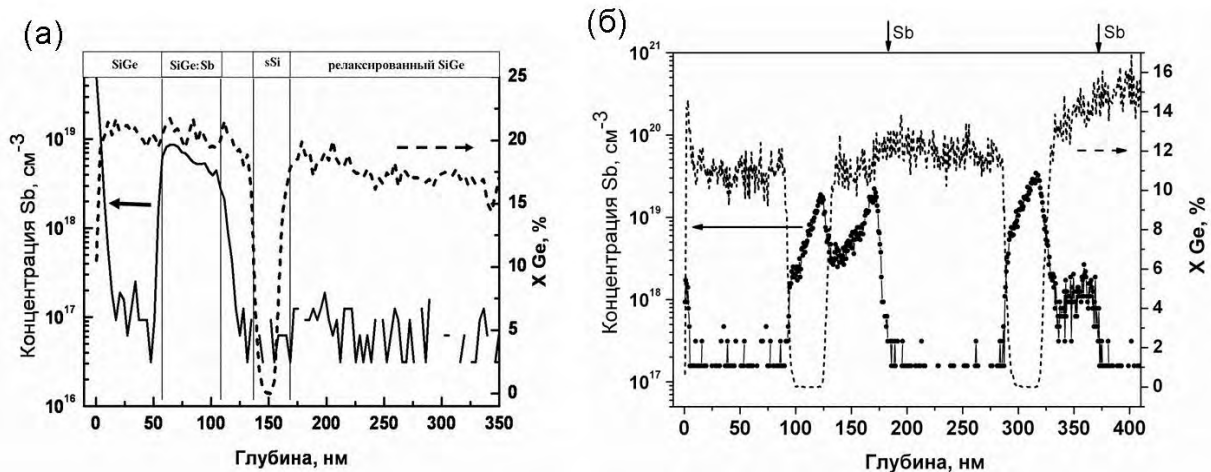


Рис. 1. Профили распределения Sb и Ge по глубине, полученные с помощью ВИМС, для структур, содержащих один селективно легированный SiGe слой (а) и два легированных Si/SiGe слоя (б). Сплошной линией показана концентрация Sb, штриховой – содержание Ge. Стрелками сверху на части (б) показаны места осаждения 0.1 монослоя Sb.

Спектры возбуждения и кинетика ФЛ ионов эрбия в кремнии в условиях интенсивной оптической накачки

А.Н.Яблонский, Б.А.Андреев, Д.И.Крыжков, В.П.Кузнецов, Д.В.Шенгуров, З.Ф.Красильник

Институт физики микроструктур РАН, Н. Новгород
yablonsk@ipm.sci-nnov.ru

Кремний, легированный эрбием, привлекает значительное внимание в связи с тем, что длина волны излучательного перехода ${}^4I_{13/2} \rightarrow {}^4I_{15/2}$ в 4f-оболочке иона Er^{3+} ($\lambda \approx 1.54$ мкм) является оптимальной для распространения излучения как в кремнии, так и кварцевых волоконно-оптических линиях связи. Достижение практически значимого усиления и лазерной генерации в кремниевых структурах, легированных эрбием, на длине волны 1.54 мкм, связано с созданием инверсной населенности излучательного перехода иона эрбия. В связи с этим особенно важным является исследование оптических свойств Si:Er структур в условиях интенсивного возбуждения, необходимого для достижения инверсной населенности. В данной работе были исследованы спектры возбуждения и кинетики ФЛ эрбия в эпитаксиальных структурах Si:Er/Si при различных уровнях оптического возбуждения.

Исследуемые структуры Si:Er/Si были выращены методом сублимационной МЛЭ [1,2]. Спектры возбуждения ФЛ эрбия были исследованы в широком спектральном диапазоне излучения накачки ($\lambda_{\text{ex}} = 0.8-1.5$ мкм) при температуре 77 К с использованием параметрического генератора света (ПГС) МОРО-SL "Spectra-Physics". Сигнал ФЛ эрбия регистрировался с помощью решеточного монохроматора Acton 2300i, ФЭУ Hamamatsu на основе InP/InGaAs (спектральный диапазон 0.93-1.7 мкм) и цифрового осциллографа LeCroy.

Ранее нами было обнаружено [3,4], что в эпитаксиальных структурах Si:Er/Si, а также в структурах Si:Er/SOI и SiGe:Er/Si в условиях интенсивного импульсного оптического возбуждения сигнал ФЛ эрбия наблюдается как при межзонной накачке, так и при возбуждении излучением с энергией фотона существенно меньшей ширины запрещенной зоны кремния (подзонное возбуждение) вплоть до энергии излучательного перехода ${}^4I_{13/2} \rightarrow {}^4I_{15/2}$ иона Er^{3+} . При высокой мощности оптической накачки в спектральной области, соответствующей краю межзонного поглощения кремния, наблюдается резкое возрастание интенсивности ФЛ эрбия, и в спектрах возбуждения эрбиевой ФЛ возникает пик с максимумом на длине волны $\lambda_{\text{ex}} = 1.03$ мкм [5]. В работе [6] было показано, что немонотонная зависимость интенсивности ФЛ от длины волны возбуждающего излучения вблизи края межзонного поглощения кремния связана с неоднородностью оптического возбуждения активного слоя Si:Er. Было показано, что резкое возрастание интенсивности ФЛ эрбия в диапазоне $\lambda_{\text{ex}} = 1.01-1.04$ мкм связано с увеличением области излучающего слоя, возбуждаемой при энергиях кванта, меньших ширины запрещенной зоны кремния, когда кремниевая подложка стано-

вится прозрачной для возбуждающего излучения. В этом случае излучение накачки эффективно распространяется в объеме исследуемой структуры вследствие многократного отражения от границ образца и возбуждает ионы эрбия в областях активного слоя Si:Er, расположенных вне пятна фокусировки лазерного излучения. Показано, что при возбуждении всей площади активного слоя наблюдается монотонная зависимость интенсивности эрбиевой ФЛ от длины волны накачки и пик в спектре возбуждения ФЛ отсутствует (рис.1).

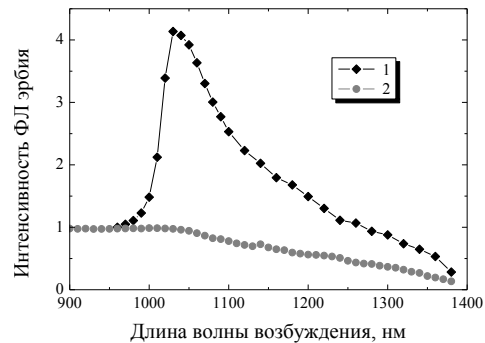


Рис.1. Спектры возбуждения ФЛ эрбия в структуре Si:Er/Si: 1 – структура 10x10 мм, область возбуждения ~ 2 мм; 2 – чип 2x2 мм, однородное возбуждение. T = 77 К.

Для подтверждения предложенной гипотезы был проведен расчет спектров возбуждения ФЛ эрбия для случая однородной засветки и засветки части структуры Si:Er/Si. При моделировании в случае неоднородного возбуждения предполагалось, что сигнал ФЛ равен сумме сигналов из пятна возбуждения и "темной", неосвещенной части образца. Считалось что вторая составляющая сигнала ФЛ возбуждается излучением, прошедшим через кремниевую подложку и отраженным от обратной (неосвещенной) стороны образца. В расчете использовалась измеренная зависимость сигнала ФЛ от плотности мощности оптической накачки и известная зависимость коэффициента поглощения кремния от длины волны излучения [7]. На рис.2 приведены спектры возбуждения, рассчитанные при нескольких значениях мощности оптического возбуждения. Полученные зависимости $I(\lambda_{\text{ex}})$ хорошо описывают эффект возникновения пика в спектрах возбуждения ФЛ эрбия вблизи края межзонного поглощения кремния при неоднородном оптическом возбуждении структур Si:Er/Si. В то же время, в аналогичных зависимостях $I(\lambda_{\text{ex}})$, рассчитанных для случая возбуждения всей поверхности структуры Si:Er/Si, наблюдается монотонное изменение интенсивности с ростом λ_{ex} во всем спектральном диапазоне возбуждающего излучения.

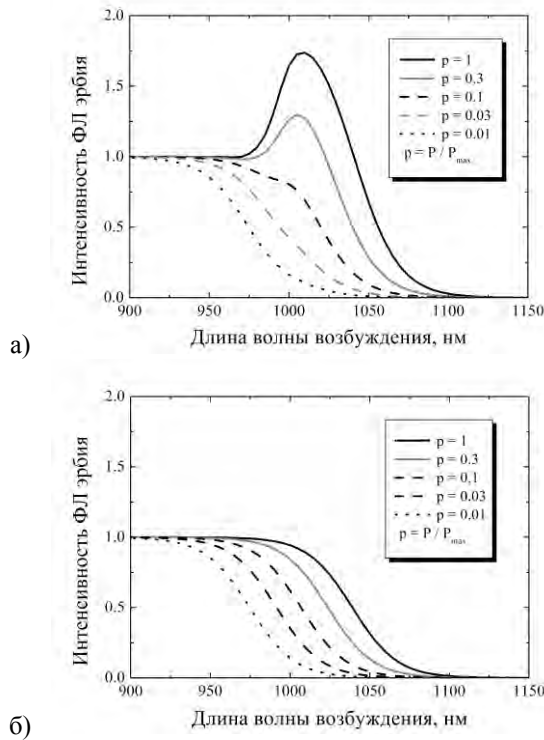


Рис.2. Рассчитанные спектры возбуждения ФЛ эрбия в структуре Si:Er/Si при различных значениях мощности накачки: а) неоднородное возбуждение, размер образца – 10 мм, пятно возбуждения – 2 мм; б) размер образца – 2 мм, однородное возбуждение поверхности структуры.

Установлен механизм возбуждения ФЛ эрбия в условиях подзонной оптической накачки. Показано, что несмотря на резкое падение интенсивности экситонной ФЛ при $h\nu_{ex} < E_g$ генерация экситонов в структурах Si:Er/Si осуществляется и при подзонном оптическом возбуждении. Соотношение интенсивностей эрбиевой и экситонной ФЛ, полученное при межзонном и подзонном возбуждении, свидетельствует о том, что возбуждение ионов эрбия в кремнии при подзонной оптической накачке осуществляется, как и в случае межзонного возбуждения, вследствие генерации свободных электронно-дырочных пар (экситонов). Механизм генерации экситонов в данных условиях, по-видимому, включает в себя двухступенчатый процесс поглощения с участием глубоких примесных состояний в запрещенной зоне кремния, что подтверждается суперлинейной зависимостью интенсивности экситонной ФЛ от мощности возбуждающего излучения.

В эпитаксиальных структурах Si:Er/Si проведено исследование кинетики нарастания ФЛ эрбия с наносекундным временным разрешением при различных значениях мощности и длины волны возбуждающего излучения. Показано, что характерное время передачи возбуждения от электронной подсистемы кремния ионам эрбия в структурах Si:Er/Si, определяющее кинетику нарастания эрбиевой ФЛ при низких уровнях оптической накачки, составляет менее 5 нс (рис.3(а)). При высоких уровнях оптического возбуждения в кинетике нарастания ФЛ эрбия возникает медленная компонента с характерным временем ~ 1 мкс. Появление данной

компоненты связывается со снижением эффективности возбуждения ионов эрбия и интенсивным безызлучательным девозбуждением при высокой концентрации носителей заряда и образовании электронно-дырочной плазмы. Обнаружено снижение вклада медленной компоненты в кинетику нарастания ФЛ эрбия при уменьшении длины волны возбуждающего излучения (рис.3(б)). Этот результат указывает на существенное влияние диффузии носителей заряда из кремниевой подложки в легированный слой Si:Er на процессы возбуждения ионов эрбия в структурах Si:Er/Si.

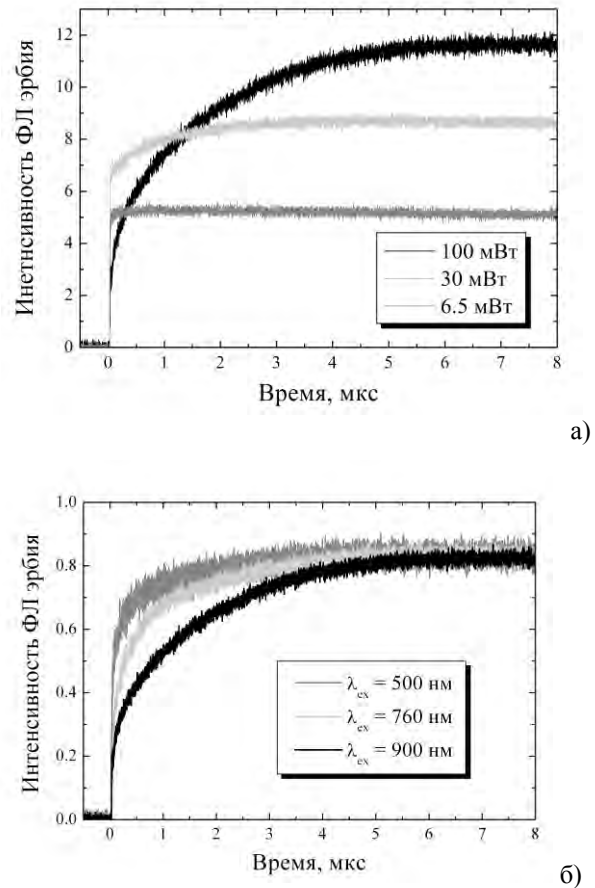


Рис.3. Кинетика нарастания ФЛ эрбия в структуре Si:Er/Si: а) при различных значениях мощности возбуждения ($\lambda_{ex} = 900$ нм); б) при различных значениях длины волны возбуждающего излучения ($P = 100$ мВт). $T = 77$ К.

Работа поддержана грантами РФФИ, программами РАН и Минобрнауки РФ (ГК 16.518.11.7018).

1. Кузнецов В.П., Р Рубцова.А. ФТП, 34, 2000, с.519.
2. Андреев Б.А. и др. Изв. РАН. Сер. физ., 64, 2000, с.269.
3. Yablonskiy A.N. et al. Optical Materials, 27(5), 2005, p.890.
4. Андреев Б.А. и др. ФТТ, 47(1), 2005, с.97.
5. Яблонский А.Н. и др., ФТП, 44(11), 2010, с.1519.
6. Яблонский А.Н. и др., Труды XV международного симпозиума "Нанофизика и наноэлектроника", 2011, с.535.
7. Macfarlane G.G. et al. PR, 111, 1958, p.1245.

Температурные зависимости вольт-фарадных характеристик светоизлучающих структур с множественными квантовыми ямами InGaN/GaN

О.А. Солтанович, Е.Б. Якимов

Институт проблем технологии микроэлектроники РАН, Черноголовка

yakimov@iptm.ru

Исследование вольт-фарадных характеристик (ВФХ) светоизлучающих структур InGaN/GaN с множественными квантовыми ямами (МКЯ) позволяют получить важную информацию о количестве заряда, захваченного в квантовых ямах, о расположении квантовых ям внутри области пространственного заряда, о концентрации легирующей примеси в ямах и барьерах [1-3]. Однако величина емкости и форма ВФХ таких структур обычно зависят от температуры, что при формальной обработке приводит к тому, что получаемые эффективные профили распределения носителей заряда не соответствуют параметрам реальной структуры. Это выражается, например, в наблюдаемом сдвиге положения квантовых ям относительно границы p-n перехода в зависимости от температуры [4,5].

По нашему мнению, такое поведение связано с недостаточно быстрым откликом заряда в квантовых ямах на тестовый переменный сигнал (обычно в диапазоне 100 кГц – 2 МГц), что хорошо известно для центров с глубокими уровнями, скорость эмиссии с которых в зависимости от температуры может быть как больше, так и меньше частоты тестового сигнала [6,7]. В первом случае будет измеряться низкочастотная емкость, а во втором - высокочастотная. Это обстоятельство должно приниматься во внимание и при анализе процессов релаксации заряда в квантовых ямах.

Для оценки вклада процессов релаксации заряда в квантовых ямах в температурную зависимость ВФХ были проведены исследования структур с МКЯ в диапазоне частот тестового сигнала 60 Гц – 5 МГц при различных температурах в диапазоне от 77 до 300 К [8].

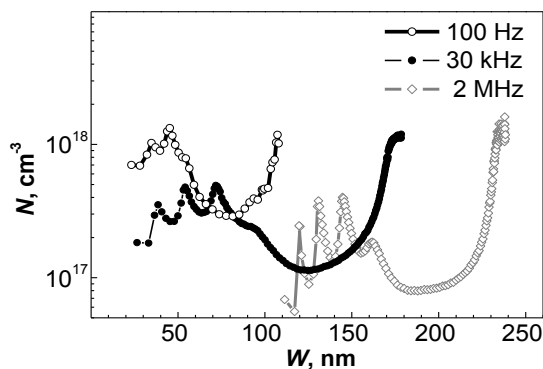


Рис. 1. Зависимость эффективных профилей распределения носителей заряда, полученных стандартной обработкой ВФХ, для гетероструктуры InGaN/GaN с 5 квантовыми ямами при температуре 77 К.

Светоизлучающие структуры на основе системы InGaN/GaN были выращены методом MOCVD на сапфире с ориентацией (0001) и состояли из слоя n-GaN толщиной 3 мкм ($N_d \sim 5 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$), активного слоя с 5 квантовыми ямами (3 нм InGaN и 12 нм GaN) и верхнего слоя p⁺-GaN толщиной порядка 0.1 мкм ($N_a \sim 10^{20} \text{ см}^{-3}$). Измерения ВФХ проводились на мезоструктурах диаметром 0.4 мм измерителями импеданса HP/Agilent 4284A и 4285A при тестовом сигнале 35 мВ.

Показано, что при всех исследованных температурах ВФХ зависят от частоты тестового сигнала (рис.1,2). При этом уменьшение частоты тестового сигнала приводило качественно к таким же изменениям в ВФХ (и, соответственно, в получаемых эффективных профилях распределения носителей заряда), которые наблюдаются при повышении температуры измерений.

В то же время было установлено, что для каждой температуры можно найти частоту, ниже которой ВФХ от частоты не зависят. Такие предельные низкочастотные ВФХ, измеренные при разных температурах, с хорошей точностью совпали для всех исследованных температурных точек (рис.3).

Полученные экспериментальные данные показывают, что основной вклад в температурную зависимость ВФХ светоизлучающих структур с МКЯ GaN/InGaN вносит зависимость скорости релаксации заряда в квантовых ямах от температуры. При этом оценка скорости достижения равновесия заряда в квантовых ямах дает для исследованных структур достаточно слабую зависимость от температуры (увеличение примерно в 60 раз при 295 К по сравнению с 77 К).

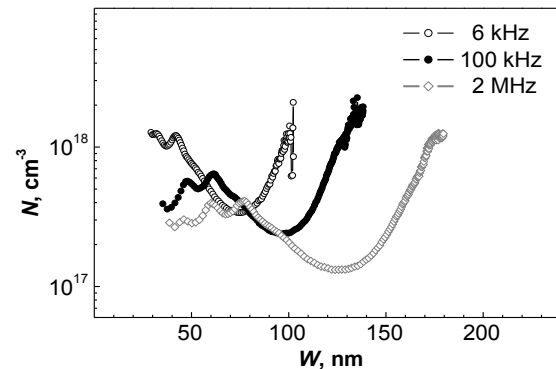


Рис. 2. Зависимость эффективных профилей распределения носителей заряда, полученных стандартной обработкой ВФХ, для гетероструктуры InGaN/GaN с 5 квантовыми ямами при температуре 295 К.

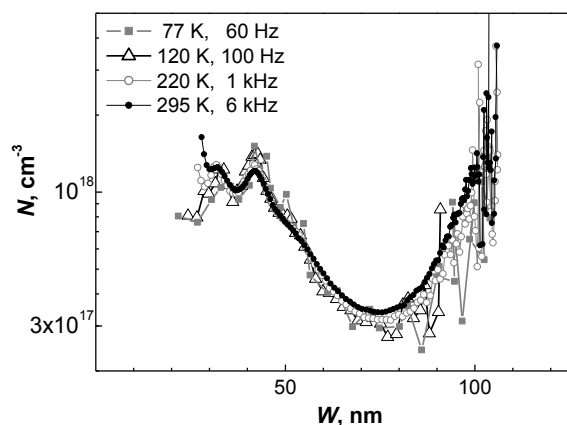


Рис. 3. Эффективные профили распределения носителей заряда в гетероструктуре InGaN/GaN с 5 квантовыми ямами, полученные из предельных низкочастотных ВФХ при разных температурах. Экспериментально установленные значения частот, при которых реализуются условия низкочастотной ВФХ для данной температуры, приведены на рисунке.

Это, по-видимому, свидетельствует о том, что процесс установления равновесия заряда определяется туннелированием через барьеры между квантовыми ямами, что хорошо коррелирует с результатами исследования вольтамперных характеристик [9].

Обнаруженная возможность экспериментального измерения предельной низкочастотной ВФХ устраняет неопределенность в вопросе об отклике носителей в квантовых ямах на тестовый сигнал емкости. Однако следует отметить, что для низкочастотных ВФХ некорректно использовать стандартный подход при расчете профиля концентрации, поскольку в этом случае, например, из величины емкости нельзя определить ширину области пространственного заряда. Для корректного опре-

деления параметров структуры необходимо использовать моделирование. Сравнение измеренных низкочастотных ВФХ с смоделированными зависимостями позволило получить достаточно разумные параметры структур.

Отметим также, что в подавляющем большинстве работ рассчитываются именно низкочастотные характеристики, т.е. неявно предполагается, что заряд в квантовых ямах успевает следить за изменением тестового сигнала. Поэтому обнаруженная возможность достижения предельной низкочастотной ВФХ чрезвычайно важна для корректной характеристики светоизлучающих структур InGaN/GaN с МКЯ.

1. Manyakhin F., Kovalev A., Yunovich A.E. MRS Internet J. Nitride Semicond. Res. **3**, 53 (1998).

2. Polyakov A.Y., Smirnov N.B., Govorkov A.V., Kim J., Luo B., Mehandru R., Ren F., Lee K.P., Pearton S.J., Osinsky A.V., P Norris. E. J. Appl. Phys. **91**, 5203 (2002).

3. Rossi F., Pavesi M., Meneghini M., Manfredi M., Meneghesso G., Castaldini A., Cavallini A., Rigutti L., Strass U., Zehnder U., Zanoni E. J. Appl. Phys. **99**, 053104 (2006).

4. Soltanovich O.A., Shmidt N.M., Yakimov E.B. Abstr. of 31th Workshop on Compound Semicond. Dev. and Integr. Circuits held in Europe (Venice, 2007), Univ. of Padova, p. 25.

5. Солтанович О.А., Шмидт Н.М., Якимов Е.Б. Тез. докл. 6-й Всеросс. конф. «Нитриды галлия, индия и алюминия - структуры и приборы» (СПб., 2008) с. 204.

6. L.C. Kimerling. J. Appl. Phys. **45**, 1839 (1974).

7. P. Blood, J.W. Orton. The Electrical Characterization of Semiconductors: Majority Carriers and Electron States (London – San Diego – N.Y., Academic Press, 1992) Ch. 6.

8. Солтанович О.А., Шмидт Н.М., Якимов Е.Б. ФТП **45**, 226 (2011).

9. Chernyakov A.E., Sobolev M.M., Ratnikov V.V., Shmidt N.M., Yakimov E.B. Superlatt. Microstruct. **45**, 301 (2009).

Спиновая поляризация и псевдоспиновый ферромагнетизм в режиме квантового эффекта Холла в квантовой яме HgTe

М.В. Якунин¹, А.В. Суслов², С.М. Подгорных¹, А.П. Савельев¹,
С.А. Дворецкий³, Н.Н. Михайлов³

¹ Институт физики металлов УрО РАН, Екатеринбург

² National High Magnetic Field Laboratory, Florida

³ Институт физики полупроводников СО РАН, Новосибирск

yakunin@imp.uran.ru

Эффекты спиновой поляризации лежат в основе работы приборов спинтроники, поэтому исследования в этой области актуальны как для приложений, так и понимания многих фундаментальных свойств конденсированного вещества. Гетеросистемы HgTe/Cd_xHg_{1-x}Te уникальны в том смысле, что созданная здесь квантовая яма HgTe при ее ширине более 6.3 нм обладает инвертированным энергетическим спектром, в котором роль зоны проводимости выполняет подзона, построенная из волновых функций Γ_8 , в отличие от Γ_6 в традиционных полупроводниках. Волновые функции Γ_8 состоят из четырех компонент, поэтому понятие спина в этой зоне не применимо напрямую. Однако во многих аспектах картина магнитных уровней здесь ведет себя по отношению к внешним воздействиям так

же, как и расщепленные по спину уровни Ландау зоны Γ_6 [1,2], что можно отобразить, пользуясь для описания уровней понятием псевдоспина [3].

Мы провели обширные исследования квантового магнитотранспорта квантовой ямы HgTe шириной ~20 нм в наклонных полях. В системе уровней с наклоном поля наблюдаются совпадения, которые ярко проявляются в магнитосопротивлении (МС) на плоскости $(B_{\perp}, B_{\parallel})$, построенной между компонентами поля, перпендикулярной и параллельной слоям, в виде локальных максимумов или поднятий при целочисленных значениях фактора заполнения ν (рис. 1). Существенно, что положения этих совпадений удовлетворяют описанию в терминах зоны Γ_6 . Найдено, что совпадения укладываются на серию прямых, исходящих из одной точки на оси B_{\parallel} , и показано, что эта точка (B_{\parallel}^0) соответствует полю, при котором все электроны переходят на нижнюю подзону [2], что в зоне Γ_6 соответствует полной спиновой поляризации. Эта же величина поля $B_{\parallel}^0 = 16$ Т получается из Фурье анализа (FFT) осцилляций и из вида МС $\rho(B=B_{\parallel})$ в параллельном поле как точка раздела сложной зависимости в слабых полях и линейного роста МС в сильных (рис. 2).

При малых ν обнаружена сложная структура экспериментальных проявлений совпадений, что указывает на формирование антипересечений уровней. Притом найдено, что интенсивность проявле-

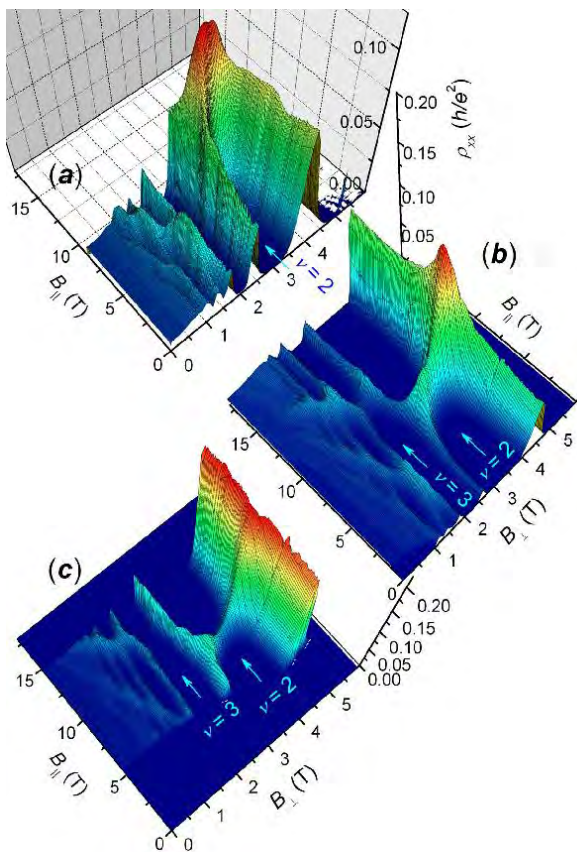


Рис. 1. Магнитосопротивление $\rho_{xx}(B_{\perp}, B_{\parallel})$ в исходном состоянии (a), после промежуточной (b) и предельной (c) подсветки.

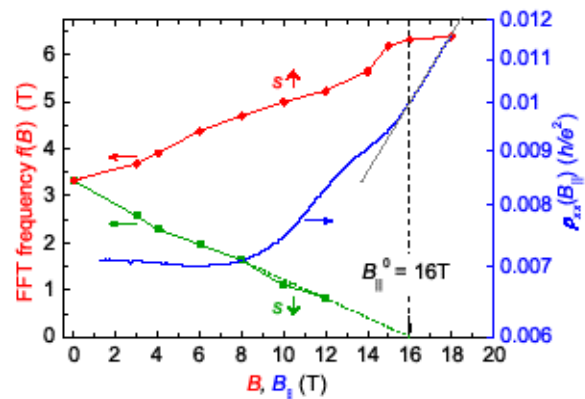


Рис. 2. Три метода определения поля полной (псевдо)спиновой поляризации $B_{\parallel}^0 = 16$ Т: из точки схождения траекторий на плоскости $(B_{\perp}, B_{\parallel})$ (пунктирная вертикаль), из FFT и из МС в параллельном поле.

ется с B_{\perp} : при $\nu=3$ эффект выражен сильнее, чем при $\nu=2$, тогда как при $\nu \geq 4$ эффект отсутствует. Антипересечения усиливаются с улучшением качества электронной системы, что в эксперименте менялось с помощью ИК подсветки (рис. 1). Указанное поведение означает, что механизм подавления совпадений уровней не определяется только степенью их разрешения. Немонотонное поведение антипересечений может быть связано с их усилением при возрастании параллельной компоненты поля B_{\parallel} , но затуханием с уменьшением B_{\perp} [4].

Работа выполняется при поддержке РФФИ, проект 11-02-00427 и Программы президиума РАН 09-П-2-1037.

1. Yakunin, M.V. Spin splittings in the n-HgTe/Cd_xHg_{1-x}Te(013) quantum well with inverted band structure / M.V. Yakunin, S.M. Podgornykh, N.N. Mikhailov, S.A. Dvoretzky // *Physica E*. 2010. V. 42, № 4. P. 948–951.

2. Yakunin, M.V. Spin Polarization Phenomena and Pseudospin Quantum Hall Ferromagnetism in the HgTe Quantum Well / M.V. Yakunin, A.V. Suslov, S.M. Podgornykh, S.A. Dvoretzky, N.N. Mikhailov // *AIP Conf. Proc.* 2011. V. 1416. P.19–22.

3. Jungwirth T. Pseudospin anisotropy classification of quantum Hall ferromagnets / T. Jungwirth, A.H. MacDonald // *Phys. Rev. B*. 2000. V. 63, № 3. 035305.

4. Jungwirth T. Magnetic anisotropy in quantum Hall ferromagnets / T. Jungwirth, S.P. Shukla, L. Smrcka, M. Shayegan, A.H. MacDonald // *Phys. Rev. Lett.* 1998. V. 81, № 11. P. 2328–2331.

Излучение кремниевых нанокристаллов

И.Н. Яссиевич¹

¹ Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе, С.-Петербург

irina.yassievich@mail.ioffe.ru

Кремний — основной материал не только электроники, но и фотовольтаики. На данный момент более 90% всех коммерческих солнечных панелей изготавливаются на основе кристаллического кремния. В то же время, его использование для изготовления излучателей сильно ограничено тем, что экстремумы зоны проводимости находятся вблизи края зоны Бриллюэна, а вершина зоны проводимости — в центре этой зоны. Недавние успехи в нанотехнологии и перспективы использования квантово-механических и оптических явлений в наноструктурах стимулировали рост числа работ в области применения кремниевых наноструктур в оптоэлектронике [1,2], фотовольтаике [3,4] и медицине [5]. Фотолуминесценция Si нанокристаллов была изучена в многочисленных экспериментальных работах [6,7] и были разработаны для них теоретические модели, основанные на использовании различных методов: расчёт из первых принципов (*ab initio*) [8], полуэмпирических методов псевдопотенциала [9] и сильной связи [10,11], а также многозонного метода эффективной массы [12]. В докладе будет представлен обзор теоретических и экспериментальных результатов по исследованию люминесценции кремниевых нанокристаллов. Основное внимание будет уделено нанокристаллам в матрице SiO₂, а результаты для нанокристаллов в других матрицах будут обсуждены кратко в конце доклада.

Проведённые исследования показали значительное возрастание скорости краевой люминесценции и сдвиг её в голубую сторону с уменьшением размеров кремниевых нанокристаллов. Максимальная энергия кванта излучения при этом была < 2 эВ. Для окисленных нанокристаллов кремния с размерами меньше 2,5 нм голубой сдвиг при уменьшении размера уже не наблюдается. Это явление было объяснено на основе предположения, что в таких нанокристаллах доминирует дефектная люминесценция. В качестве одной из возможностей появления такой не зависящей от размера нанокристаллов фотолуминесценции была предложена и теоретически промоделирована на основе метода сильной связи модель автолокализованного поверхностного экситона (self-trapped exciton, STE-model) [13,14]. Следует также отметить работу [15], где наблюденная температурная зависимость фотолуминесценции связывалась с STE-состоянием. Прямых экспериментальных доказательств существования STE не существовало.

Результаты недавно проведённого исследования поглощения света, наведённого воздействием первым ультракоротким импульсом света (методика с использованием двух коротких импульсов света, задержку между которыми можно менять) про-

демонстрировали существование STE для нанокристаллов кремния, внедрённых в диоксид кремния и его важную роль в релаксации горячих носителей, локализованных в кремниевых нанокристаллах [16]. Они позволили построить феноменологическую модель такого состояния и определить её параметры, используя для описания многофононных переходов одномодовую модель Хуанга и Рис (Huang-Rhys model). На Рис. 1 представлена схема адиабатических термов для STE и «свободных» экситонов, локализованных в нанокристаллах с диаметрами 5 нм и 2,5 нм.

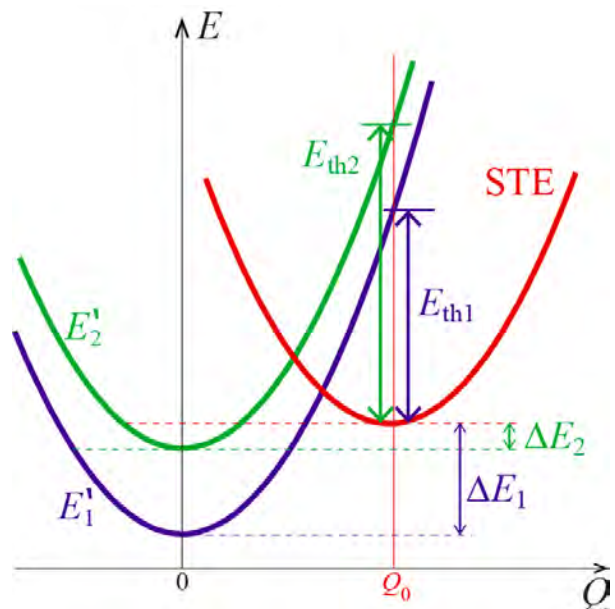


Рис.1. Схема адиабатических потенциалов для STE и свободных экситонов, локализованных в нанокристаллах с диаметрами 5нм (E'_1) и 2,5нм (E'_2); E_{th1} и E_{th2} — пороговые энергии оптической ионизации для перехода в нанокристалл; $\Delta E_{1,2}$ — разница между энергиями основного состояния свободного экситона и STE; $\epsilon = \Delta E_{1,2} + E_{th1,2}$ — энергия локализации, которая не меняется при изменении размера нанокристалла.

Положение минимума параболы для STE характеризует силу экситон-фононного взаимодействия для этого автолокализованного состояния, которая в данном случае настолько велика, что приводит к энергии локализации $\epsilon \approx 27$ эВ. Естественно в качестве энергии локального колебания принять энергию 140 мэВ, соответствующую Si-O колебательной моде. В этом случае параметр Хуанга-Рис очень велик $S_{HR} = 27,6—27,4$. Мы имеем дело с очень сильным взаимодействием с локальной модой, подобно DX-центрам в полупроводнике GaSb:Te. Важной особенностью построенной модели является то, что уровень энергии STE не зависит

от размера нанокристаллов. Соответственно, STE формирует метастабильное состояние для нанокристаллов с диаметром более 2.5 нм и становится стабильным только для меньших нанокристаллов. Когда при фотовозбуждении в нанокристалле создается электронно-дырочная пара, то преимущественно избыточная энергия достаётся электрону, а дырка рождается холодной. Однако в результате быстрого обмена энергией за счёт кулоновского взаимодействия формируется практически однородное по энергиям электрона и дырки распределение с фиксированной энергией пары (горячий экситон) [12]. Его захват в автолокализованное STE состояние происходит за время порядка 0.1 нс. Время τ_0 обратного перехода из автолокализованного метастабильного состояния в нанокристалл зависит от размера нанокристалла. Оно определяется процессом термостимулированного туннелирования и возрастает с температурой. В Таблице 1 приведены значения τ_0 при комнатной температуре. Для нанокристаллов с диаметром 2—3 нм время выброса из STE становится сравнимым и больше излучательного времени «свободных» экситонов. В этом случае скорость излучения контролируется уже временем перехода τ_0 .

Таблица 1

Время τ_0 при $T = 300$ К.

Размер НК	Время выброса
5,0 нм	$1.5 \times (10^{-8} - 10^{-7})$ с
4,0 нм	$5.0 \times (10^{-7} - 10^{-6})$ с
2,5 нм	$3.0 \times (10^{-6} - 10^{-5})$ с

Излучение кремниевых нанокристаллов может быть существенно повышено за счёт пассивации поверхности или внедрения в другую матрицу вместо SiO_2 .

Недавно было экспериментально показано и поддержано теоретическими вычислениями, что скорость излучательной рекомбинации возрастает до $10^7 - 10^8 \text{ с}^{-1}$ при формировании на поверхности нанокристалла Si-C связей [17].

В кремниевых нанокристаллах, выращенных в матрице нитрида кремния, пик фотолюминесценции сдвигается до значения 3.02 эВ (410 нм) при

уменьшении диаметра до 2.6 нм. В то время как для нанокристаллов с диаметром 6 нм он лежит при 1.46 эВ (850 нм) [18].

Результаты проведённых исследований позволяют ожидать, что в скором времени будет сформирован целый ряд оптоэлектронных устройств на основе структур с кремниевыми нанокристаллами.

1. L. Pavesi, L. Dal Negro, C. Mazzoleni, G. Franz and F. Priolo, Nature (London) **408**, 440 (2000).

2. I. Izeddin, D. Timmerman, T. Gregorkiewicz, A. S. Moskalenko, A. A. Prokofiev, I. N. Yassievich, and M. Fujii, Phys. Rev. B **78**, 035327 (2008).

3. D. Timmerman, I. Izeddin, P. Stallinga, I. N. Yassievich, and T. Gregorkiewicz, Nature Phot. **2**, 105 (2008).

4. D. Timmerman, J. Valenta, K. Dohnalová, W. D. A. M. De Boer, and T. Gregorkiewicz, Nature Nanotech. **6**, 710 (2011).

5. J.-H. Park, et al., Nature Mater. **8**, 331 (2009).

6. D. Kovalev H. Heckler, G. Polisski, and F. Koch, Phys. Stat. Sol. **215**, 871 (1999).

7. W. D. A. M. de Boer, D. Timmerman, K. Dohnalová, I. N. Yassievich, H. Zhang, W. J. Buma and T. Gregorkiewicz, Nature Nanotech. **5**, 878 (2010).

8. E. Degoli, G. Cantele, E. Luppi, R. Magri, D. Ninno, O. Bisi, and S. Ossicini, Phys. Rev. B **69**, 155411 (2004).

9. C. Bulutay, Phys. Rev. B **76**, 205321 (2004).

10. C. Delerue, and M. Lannoo, Nanostructures: Theory and Modelling (Springer-Verlag, Berlin, 2004).

11. A. N. Poddubny, A. A. Prokofiev, and I. N. Yassievich, Appl. Phys. Lett. **97**, 231116 (2010).

12. A. Moskalenko, J. Berakdar, A. A. Prokofiev, and I. N. Yassievich, Phys. Rev. B **76**, 085427 (2007).

13. M. V. Wolkin, J. Jorne, P. M. Fauchet, G. Allan, and C. Delerue, Phys. Rev. Lett. **82**, 197 (1999).

14. G. Allan, C. Delerue, M. Lannoo, Phys. Rev. Lett. **76**, 2961 (1996).

15. К.С. Журавлёв, А.Ю. Кобицкий ФТП **34**, в. 10, 1254 (2000).

16. W. D. A. M. de Boer, D. Timmerman, and T. Gregorkiewicz, H. Zhang, W. J. Buma, A. N. Poddubny, A. A. Prokofiev, and I. N. Yassievich. Phys. Rev. Lett (presented).

17. K. Dohnalová, A. N. Poddubny, A. A. Prokofiev, C. P. Umesh, J. M. J. Paulusse, H. Zuilhof, T. Gregorkiewicz. Nature Chemistry (to be presented).

18. Tae-Youb Kim, et al. Appl. Phys. Lett. **85**, 5355 (2004).

Probing of Local Materials Properties in Atomic Force Microscopy

S. N. Magonov, J. Alexander, and S. A. Belikov

NT-MDT Development Inc. 430 W. Warner Rd., Tempe, US

magonov@ntmdt.us

Atomic Force Microscopy (AFM) was introduced as the tool for high-resolution imaging of surface structures. The basic principle of this method is the detection of the force interactions between a sharp nanoscopic tip and the sample and the use of these forces for surface profiling. These interactions are different when heterogeneous samples are examined. Therefore, from one side, one should be careful while examining true topography of such samples. From the other perspective, the sensitivity of an AFM probe to variations of local force interactions can be utilized for recognition of individual constituents in multi-component materials. The compositional imaging of heterogeneous materials is one of the most valuable features of the AFM. Mapping of the components of such a material is based on the differences in their mechanical or electric/dielectric properties. Practical examples of compositional imaging of polymers, semiconductors and metals will be given in the lecture. The main task is twofold. First, specifics of the detection of local mechanical and electric/dielectric properties in various AFM modes will be outlined. Second, the special attention will be paid to quantitative measurements of materials properties at the sub-micron scale. Both tasks are important due to continuous shrinkage of dimensions of functional structures and devices in the increasing number of industries.

As the AFM tip approaches a sample, first, it feels van der Waals forces and then exercises the combination of repulsive and adhesive interactions and might partially penetrate a sample. Theoretically, the probe behavior in quasi-static and dynamic modes can be described by an asymptotic solution of the Euler-Bernoulli equation [1]. This approach led to the classification of AFM modes and computer simulation of images and force curves. The stationary solutions of the AFM vibrational problem for dynamic modes (amplitude modulation – AM and frequency modulation – FM) provide the relationship between the oscillation parameters and force models. The solutions for AM mode are:

$$\left\{ \begin{aligned} \sin \theta &= \frac{1}{\sqrt{1 + \left(\frac{2g}{\omega_1}\right)^2}} \left\{ \frac{1}{N} \int_0^{\pi} [F_a - F_r] [Z_b + A \cos y] \sin y dy + \frac{A}{A_0} \right\} & (1) \\ \cos \theta &= -\frac{1}{\sqrt{1 + \left(\frac{2g}{\omega_1}\right)^2}} \left\{ \frac{1}{N} \int_0^{\pi} [F_a + F_r] [Z_b + A \cos y] \cos y dy + \frac{2g}{\omega_1} \frac{A}{A_0} \right\} & (2) \end{aligned} \right.$$

where ω_1 – frequency of 1st flexural resonance; Z_b – the vertical coordinate of the probe base, F_a and F_r – tip-sample forces during tip approach to the surface and its removal; A – amplitude, ω – frequency and θ – phase of the probe interacting with a sample; A_0 – amplitude of the cantilever before its engagement; $g = Q_1(\omega - \omega_1)$,

where Q_1 is the quality factor of the 1st mode. It will be shown that this theoretical approach can be used for analysis of the experimental measured mechanical and electrostatic forces.

Since the very first AFM applications, the control of the mechanical tip-samples interactions was important for minimization of forces applied to soft materials. Deflection versus distance (DvZ) curves were employed for force adjustment in contact AFM mode, and later the phase signal was used for the same purpose in AM mode. Imaging with gentle forces is essential for high-resolution visualization of soft materials, whereas scanning at elevated forces is favorable for compositional imaging. The height and phase images of a polymer blend of polystyrene and linear low-density polyethylene, which were recorded at high force, illustrate this point, **Fig. 1**. Although the phase imaging is often used for compositional imaging the analysis of the phase contrast in terms of individual materials properties is practically impossible.

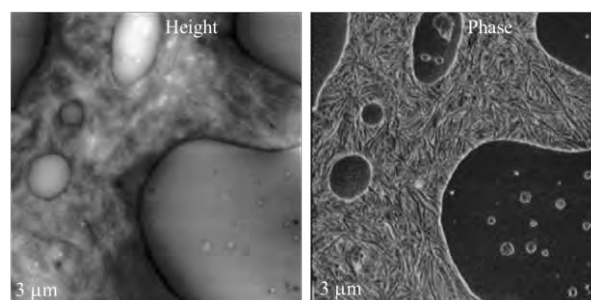


Fig. 1. Height and phase images obtained at elevated-force imaging of a sample of PS/LLDPE blend. The phase contrast is bright on amorphous LLDPE and dark on PS. The lamellar LLDPE structures exhibit the intermediate (gray) contrast.

So far, the local mechanical properties are more reliably measured using force curves - DvZ dependencies, which are recalculated to the force-versus-penetration graphs (FvH). The latter are suitable for the analysis in terms of solid deformation modes. Initially, the force curves were used for monitoring and adjustment of the tip-force in the contact mode and later were employed for the stretching of single macromolecules and nanoindentation of soft materials with elastic modulus below 10GPa (e.g. polymer and biological specimens). With the development of AFM instrumentation force curves can be extracted from the cantilever motion in AM mode, and their features relevant to sample stiffness and adhesion can be presented as maps of local mechanical properties. However, the quantitative analysis of FvH curves in terms of elastic modulus and work of adhesion is far from a routine procedure. This analysis requires the knowledge of the tip geometry, the cantilever optical sensitivity and subsequent imag-

ing of the indents for the appropriate choice of the deformation model. The results of the AFM-based nanoindentation of low density polyethylene (LDPE) sample are presented in Fig. 2.

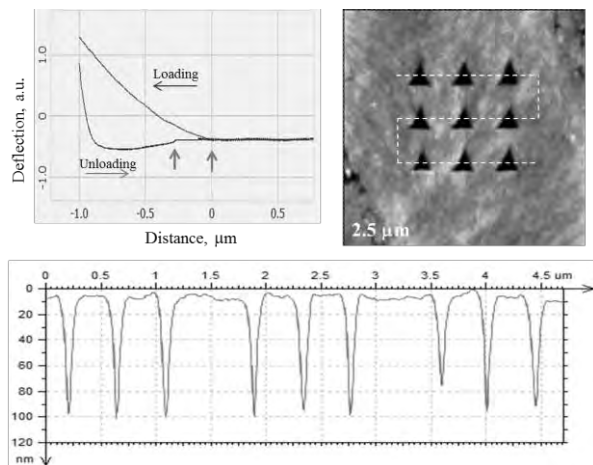


Fig. 2. The DvZ curve (top, left), the height image of the indents made in LDPE sample (top, right) and the cross-section profile (bottom) taken along the direction marked with the white dashed line.

The differences between the loading and unloading DvZ traces are the consequence of the dissipative nature of LDPE deformation. The part of the unloading curve, which is below the rest level of the probe, is due to tip-sample adhesion. In this indentation the tip left the sample at more advanced Z-positions ~ 250 nm than the initial point of the contact. This difference defines the depression left by the indenting tip. The depth of the indents in the image is much smaller due to fast recovery of the substantial part of the depression. Therefore, the tip-induced indentation of LDPE is accompanied by viscous effects and plastic deformation.

Despite the complex nature of the tip-induced deformation of polymers the existing models describe only elastic deformation and adhesion, which are strictly applicable to the conservative cases. The latter are common to small deformations and to rubbery materials. The elastic modulus and work of adhesion, which were obtained on elastomers and homogeneous polymers [2], correlate to similar properties of macroscopic samples. This is an important but only the first step in most nanomechanical AFM applications because the main interest is in studies of heterogeneous materials and interfaces in the multi-component systems.

Studies of local electric and dielectric properties with AFM have expanded in recent years with the development multi-frequency techniques. One of the related examples is single-pass KFM and capacitance gradient measurements, in which surface topography and local electric properties, are detected simultaneously and independently at different frequencies. For example, the flexural resonance of the probe can be applied for tracking topography, low frequency ω_{elec} – for detection of surface potential, and $2\omega_{\text{elec}}$ – for measurements of capacitance gradient. The sensitivity and spatial resolution of the studies are enhanced when they are based on detection of the electrostatic force gradient. Compared to the nanomechanical studies, the

applicability of AFM-based electric studies are not limited to soft materials and this provides their broader applicability. The value of the single-pass experiments performed in the intermittent contact mode has been verified in studies of organic self-assemblies, polymer materials, semiconductors and metal alloys [3].

The KFM and dielectric response measurements are illustrated by the images obtained on an annealed film of polymer blend of PS and poly(vinyl acetate) - PVAC, Fig. 3. Initial morphology of this immiscible blend was characterized by spherical PVAC domains imbedded into PS matrix. Thermal annealing of this sample above glass transition of PVAC, as judged from the height image, has led to the creation of the elevated bridges between the polymer domes. The surface potential image indicates that the bridges and domes are formed by the same polymer – PVAC. The higher potential of PVAC is most likely related to the dipole moment of its molecular chains that is stronger than in PS. The dielectric response of this blend was recorded in phase modulation mode [3] and the image contrast is quite different from height and surface potential patterns. In contrast to surface potential, which is directly measured in KFM, the amplitude of $\cos\theta$ at $2\omega_{\text{elec}}$ is related to dielectric permittivity (ϵ) in a complex way.

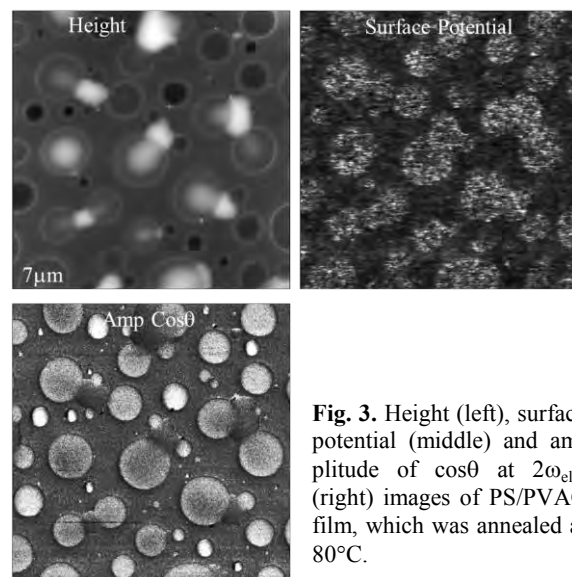


Fig. 3. Height (left), surface potential (middle) and amplitude of $\cos\theta$ at $2\omega_{\text{elec}}$ (right) images of PS/PVAC film, which was annealed at 80°C .

The equation (2) has been applied for quantitative analysis of the tip-sample electrostatic force interactions and its analytical solution was found [5]. In the analysis it also was taken into account that the local tip-sample capacitance depends on ratio of h/ϵ , where h - thickness of polymer film). The calculations of dielectric permittivity of thin films of neat PS and PVAC from the amplitude of $\cos\theta$ at $2\omega_{\text{elec}}$ images gave the ϵ values close to macroscopic ones.

In conclusion, further developments in the AFM instrumentation and applications will be outlined.

1. S. Belikov, S. Magonov // Proceed. American Control Society. St. Louis, 2009, P. 979-985.
2. S. Belikov, et al // J. Phys. Confer. Ser. 2007, V. 61, P. 1303-1307.
3. S. Magonov, J. Alexander // Beilstein J. Nanotechnol. 2011, V.2, P. 15-27.

Метод формирования нанобъема металла, совмещающий мембранно-капиллярный и гальванический методы

С.О. Абетковская, С.А. Чижик

Институт тепло- и массообмена имени А.В. Лыкова НАН Беларуси, Минск, Беларусь

abetkovskaia@mail.ru

Известно, что зонд атомно-силового микроскопа (АСМ) может использоваться в качестве инструмента-наноманипулятора для различных приложений.

В данной работе предложен новый метод формирования микро- и нанобъемов материалов на острие АСМ-зонда. Метод объединяет гальваническую технологию формирования покрытий, реализованную в микромасштабе, и мембранно-капиллярный способ модифицирования АСМ-зондов наноматериалами. Последний подход был разработан коллективом авторов ранее и использовался для создания углеродных наноструктур на острие зонда [1, 2]. Этот подход предполагает наличие в суспензии готовых наночастиц материала, осаждаемого на зонд. Для получения наночастиц непосредственно из электролита привлечен гальванический метод, который реализован в микромасштабе на базе атомно-силовой микроскопии.

Подход реализован на базе нано-диагностического комплекса, совмещающего функции сканирующей зондовой и оптической микроскопии (Институт тепло- и массообмена имени А.В. Лыкова НАН Беларуси). Подача напряжения на зонд и измерение силы тока осуществлялись с помощью пикоамперметра с источником тока («Keithley Instruments Inc.», США).

В качестве катода использовался коммерческий кремниевый АСМ-зонд с платиновым покрытием. Анодом служила металлическая подложка, на которой сформирована электролитическая ванна сульфатного типа для покрытия катода медью из водного раствора медного купороса. Мембранно-капиллярный метод применялся для доставки электролита к зонду по капиллярам пористой мембраны. Поры с характерным диаметром 1 мкм ограничивают доступ жидкости к острию, поскольку при контакте зонда с поверхностью жидкости капиллярные силы весьма велики для наноразмерного острия и не позволяют контролировать процесс взаимодействия со средой.

В результате апробации метода на острие АСМ-зонда получено медное покрытие толщиной 100 – 700 нм (рис. 1). По данным сканирующей электронной микроскопии (СЭМ), размеры отдельных частиц меди, осажденных на зонд, составляют 70 – 130 нм.

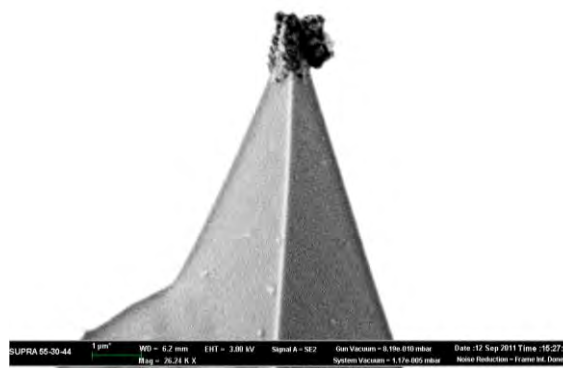


Рис. 1. Металлическая наноструктура, сформированная на острие АСМ-зонда. Увеличение 6530. Шкала на изображении 1 мкм.

Работа выполнена в рамках подпрограммы «Наноматериалы и нанотехнологии» государственной программы научных исследований «Функциональные и машиностроительные материалы, наноматериалы».

1. Патент 5208 РБ. Зонд с углеродной нанотрубкой для атомно-силового микроскопа / Худолеев А.Л., Чижик С.А., Абетковская С.О., 2009.

2. Чижик, С.А. Модифицирование зондов АСМ углеродными нанотрубками. / С.А. Чижик, С.О. Пантелей, И.А. Жукова, А.Е. Шашков, С.А. Жданок // 6-й Белорусский семинар по сканирующей зондовой микроскопии: Сборник докладов. Минск, 12–15 октября 2004 г. С. 10–16.

Изучение термического контакта между углеродными нанотрубками и металлом

A.B. Алафердов, R.Savu, M. Canesqui, A.R. Vaz, B.A. Ермаков, С.А. Мошкалеv

Center for Semiconductor Components, Brazil

andrei.alaferdov@ccs.unicamp.br

Значительный интерес к углеродным нанотрубкам (УНТ) обусловлен их уникальными электрическими, механическими и термическими свойствами. Данная работа посвящена изучению термических свойств нанотрубок, а именно исследованию термического контакта УНТ-УНТ и УНТ-металл. Этот вопрос особенно актуален в последнее время в связи с проблемой отвода тепла в микроэлектронных устройствах при постоянно уменьшающихся размерах компонентов.

Путём локального нагрева сфокусированным лазерным пучком массива (плёнки) нанотрубок с возрастающей толщиной и измерения их локальной температуры, были получены данные термического сопротивления контакта металл-УНТ и УНТ-УНТ (между слоями нанотрубок). Получена зависимость термосопротивления на контактах от мощности нагрева плёнки нанотрубок.

В экспериментах использовались многослойные углеродные нанотрубки со средним диаметром 25 нм и длиной около 3 мкм, полученные методом каталитического осаждения из паровой фазы (CVD). Позиционирование трубок на металлические электроды шириной 10 мкм (материал: Au или Au с покрытием из Ti или TiW) осуществлялось методом диэлектрофореза из растворов [1] (рис. 1).

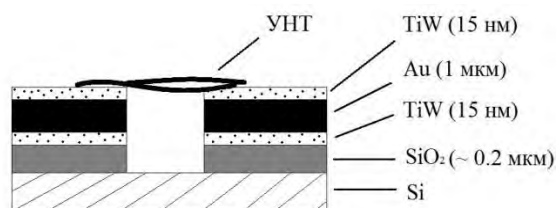


Рис. 1. Схематическое изображение тест структуры для изучения термосопротивления УНТ.

В зависимости от времени осаждения, можно было осадить несколько трубок или довольно толстую плёнку (два-три слоя УНТ), как показано на рис. 2. Использовались растворы нанотрубок в диметилформамиде (ДМФ) или изопропиловом спирте. Качество изготовленной структуры наблюдалось в сканирующем электронном микроскопе (СЭМ). Для изучения термосопротивления использовался метод Рамановского (комбинационного) рассеяния света [2]. Локальный нагрев структуры и одновременно локальные измерения температуры производились при помощи лазера с длиной волны 473 нм (максимальная мощность нагрева на образце 8.6 мВт) в конфокальной конфигурации на установке НТ МДТ.

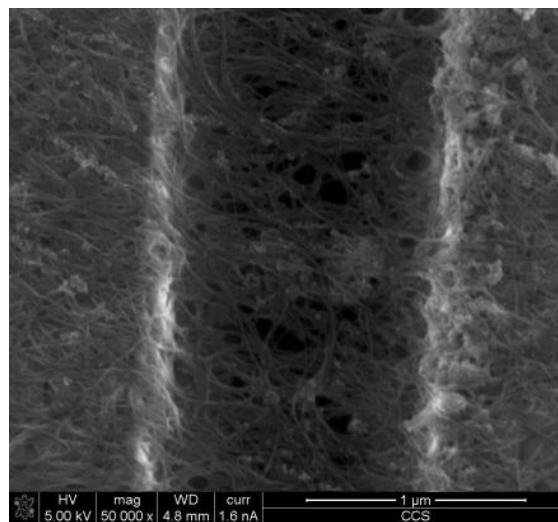


Рис. 2. СЭМ изображение слоя УНТ на электродах, осажденных из раствора ДМФ.

Локальное изменение температуры слоя УНТ при нагреве лазером (диаметр пучка ~ 400 - 500 нм) регистрировалось по смещению G -линии в Раман-спектре (рис. 3).

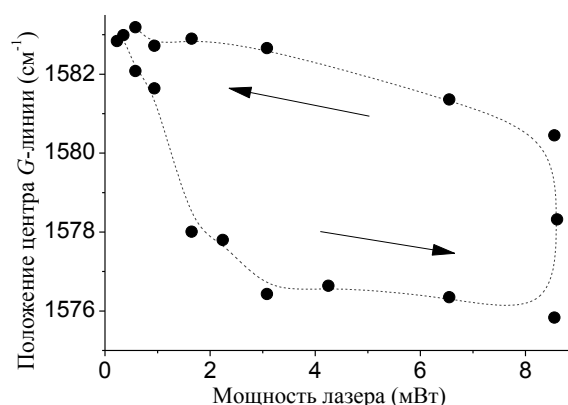


Рис. 3. Изменение положения G -линии в Раман-спектре УНТ от мощности нагрева лазером.

При нагреве нанотрубок, G -линия смещается вниз, при этом коэффициент связи смещения центра G -линии и соответствующей ему температуры УНТ был взят $\Delta G/\Delta T = -0.028 \text{ см}^{-1}\cdot\text{K}^{-1}$ [3]. Как видно из рисунка 3, сначала температура нанотрубок возрастает линейно с увеличением мощности лазера до 3 мВт, затем наблюдается стабилизация и после уровня 8 мВт, снижение температуры (уменьшение ΔG). Это может иметь следующую природу. При нагреве нанотрубок, касающихся шероховатой поверхности электрода, происходит локальный отжиг и постепенное увеличение площади контакта трубок с электродом. По мере уве-

личения площади контакта, термосопротивление на границе УНТ-металл падает и, как следствие, снижается температура. Термическое сопротивление контакта оценивалось по формуле $R_{Th} = A \cdot \Delta T / Q$ [4], где Q – мощность нагрева, A – площадь контакта УНТ на электродах, ΔT – изменение температуры, определенное из смещения G -линии в Раман-спектре. Результаты расчетов приведены на рис. 4. Количество трубок (и число слоёв) УНТ, попавших в пучок лазера, оценивалось из сопоставления интенсивности G -линии, Раман- и СЭМ изображений.

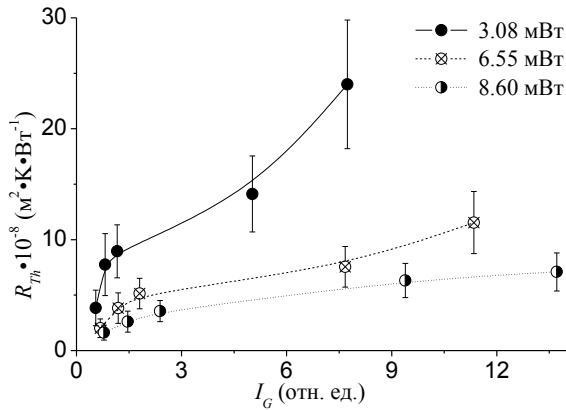


Рис. 4. Зависимость термосопротивления УНТ от количества нанотрубок, попавших в пучок лазера. Количество трубок в пучке оценивалось по интенсивности G -линии (I_G).

Следует отметить, что с увеличением времени осаждения наблюдается образование второго (а затем и третьего) слоя УНТ, которые не имеют непосредственного контакта с металлом. Очевидно, что перенос тепла из верхних слоев УНТ на электрод должен осуществляться последовательно через низлежащие трубки. Предполагается, что при недостаточном отжиге массива нанотрубок контакт трубка-трубка не достаточно эффективен, вследствие чего нагрев должен сильно возрастать с увеличением числа слоев. В этом случае повышение термосопротивления, которое наблюдается на кривой для 3.08 мВт при $I_G > 5$ отн. ед. (см. рис. 4), может быть связано с возрастанием фоновго рассеяния на контактах УНТ-УНТ [5]. С другой стороны, из кривых соответствующих большему нагреву (6.55 и 8.60 мВт) видно, что термосопротивление на контактах УНТ-УНТ после формирования частично заполненного первого (и дальнейшего роста поверх него второго) слоя трубок, увеличивается незначительно. Это можно объяснить тем что, при больших температурах происходит улучшение контакта (отжиг) на поверхности УНТ-УНТ.

Из данных зависимостей также можно оценить значение термосопротивления контакта металл-слой нанотрубок и межслоевое сопротивление УНТ для случая высокого нагрева (6.55÷8.60 мВт). Простая модель теплопроводности данной структуры говорит о том, что термосопротивление не должно зависеть от количества трубок в пределах первого слоя (диапазон изменения I_G до 5÷6 отн. ед. на рисунке 4). Иными словами, на зависимости $R_{Th}(I_G)$ должно присутствовать «плато», которое и наблюдается в данном интервале. Термосопротивление контакта металл-УНТ было определено из рисунка 4 как $(3\div5) \cdot 10^{-8} \text{ м}^2 \cdot \text{К} \cdot \text{Вт}^{-1}$ для кривой 8.6 мВт (максимальный отжиг), а оценка межслоевого сопротивления контакта УНТ-УНТ дает значение $(2\div4) \cdot 10^{-8} \text{ м}^2 \cdot \text{К} \cdot \text{Вт}^{-1}$. Как видно из полученных результатов, величины этих двух сопротивлений близки в случае высокого и различаются в 2-3 раза при низком нагреве (3.08 мВт). Определенные величины термосопротивления согласуются со значениям представленными другими авторами [4, 6, 7].

1. R.V. Gelamo, F.P. Rouxinol, C. Verissimo, A.R. Vaz, M.A. Bica de Moraes, S.A. Moshkalev, Chem. Phys. Lett. 482, 302–306 (2009).
 2. A. M. O. de Zevallos-Márquez, M. J. S. P. Brasil, F. Iikawa, A. Abbaspourrad, C. Verissimo, S. A. Moshkalev, and O. L. Alves, J. Appl. Phys. 108, 083501 (2010).
 3. F. Huang, K. T. Yue, P. Tan, S. L. Zhang, Z. Shi et al. J. Appl. Phys. 84, 4022 (1998).
 4. H. Zhong and J. R. Lukes, Phys. Rev. B 74, 125403 (2006).
 5. P. Kim, L. Shi, A. Majumdar, and P. L. McEuen, Phys. Rev. Lett. 87, 215502 (2001).
 6. S. Maruyama, Y. Igarashi, Y. Taniguchi, and Y. Shibuta, in Proceedings the 1st International Symposium on Micro and Nano Technology, edited by M. Inoue (Pacific Center of Thermal-Fluids Engineering, 2004).
 7. H. M. Duong, N. Yamamoto, D. V Papavassiliou, S. Maruyama and B. L. Wardle, Nanotechnology. 20, 155702 (2009).

Reconstruction of graphene network inside graphene/polymer composites by electrical methods of SPM

A. Alekseev^{1,2}, J. Loos¹

¹ University of Glasgow, United Kingdom

² NT-MDT Co., Moscow

alexander@ntmdt.ru

The local electrical properties of a conductive graphene/polystyrene (PS) composite sample [1] are studied by Scanning Probe Microscopy (SPM) applying various methods for electrical properties investigation and 3D reconstruction of single graphene cluster in composite. The SPM Ntegra Tomo (NT-MDT Co.) has been employed for all SPM measurements and 3D reconstruction [2]. Graphene sheets (GS) connected and not-connected to the conductive network in graphene-based conductive composites can be clearly distinguished by measuring the same sample area with conductive AFM (C-AFM) and Electrostatic Force Microscopy (EFM) (Fig. 1). The different EFM signal obtained at the location of connected GS and not-connected GS is explained by an additional voltage drop between not-connected GS, charging of some not-connected GS and, in some cases, by detecting GS below the surface.

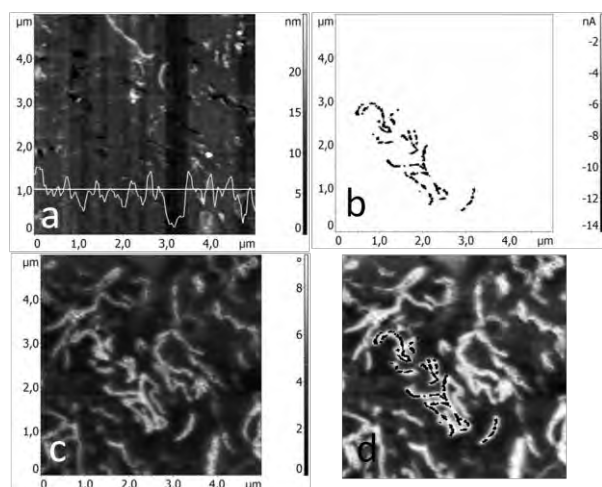


Fig. 1. a) Topography of graphene/PS composite cut by microtome, b) current distribution (C-AFM), c) EFM, d) combination of (b) and (c).

EFM is able to detect structure under the surface, e.g. the contrast obtained at tip bias $U_T = -3V$ and tip-sample distance $d = 25$ nm consists of information about the GS distribution down to $d_{comp} \sim 60-90$ nm from the surface. Estimation of EFM depth of sensing has been performed by removing of thin slices from the sample surface by microtome (Fig. 2). At higher voltages saturation of contrast in EFM images is observed and for $U_T = -3 \div -6$ V EFM phase shift is almost same. The resolution of EFM images is decreased when higher voltages are used (up to saturation at $U_T = -3$ V), because of the larger volume of tip-sample interaction. Measurements

of phase- U_T curves reveal charging some of GS not-connected to conductive network. 3D reconstruction of the individual GS with a newly developed correction procedure allows for a more precise volume reconstruction of properties and study of local organization of the graphene network on the nanoscale.

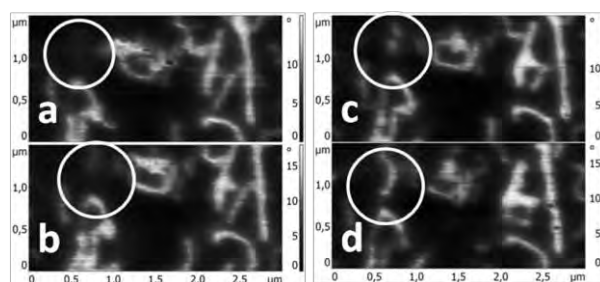


Fig. 2. Appearance of GS (inside circle) on the surface after cutting surface with the z-step of 30 nm by microtome. Phase-detecting EFM images at $U_T = -3V$. Maximal EFM contrast for GS observed after 3 cuttings ($d_{comp} \sim 60-90$ nm).

The 3D reconstruction of the individual graphene cluster was performed by alignment of 28 C-AFM images obtained with the microtome z-step of ~ 12 nm. Resulting 3D image and cross-sections of graphene cluster are shown in Fig. 3 [3].

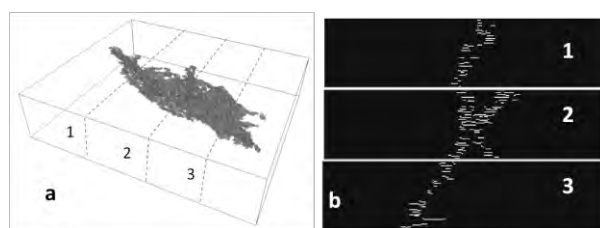


Fig. 3. a) 3D reconstruction of the single graphene cluster based on C-AFM scans. Volume $\sim 2.5 \times 2.5 \times 0.34$ microns; b) cross-sections of (a). Z-scale is changed for better visibility.

Authors would like to thank D. Chen, E. Tkalya, M. G. Ghislandi, C. E. Koning and G. de With (TU Eindhoven, The Netherlands) for sample preparation and data processing. This work supported by DPI project #615.

1. E. E. Tkalya, M. G. Ghislandi, A. Alekseev, J. Loos, C. E. Koning, *J. Mater. Chem.*, **20**, 3035 (2010).
2. A. Alekseev, A. Efimov, K. Lu, J. Loos, *Adv. Mater.* **21**, 4915 (2009).
3. A. Alekseev, D. Chen, E. Tkalya, M. G. Ghislandi, Yu. Syurik, O. Ageev, J. Loos, G. de With, *Adv. Func. Mater.* (2011) accepted.

Атомный механизм фазового перехода «соразмерная-несоразмерная фаза» в хемосорбированном слое хлора на поверхности Ag(111)

Б.В. Андрушечкин¹, Д.В. Стрижеус², К.Н. Ельцов^{1,3}, О.М. Браун², А.Г. Наумовец²

¹ Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН, Москва

² Институт физики НАНУ, Киев, Украина

³ Московский физико-технический институт

andrush@kapella.gpi.ru

Изучение на атомном уровне механизма фазовых переходов в двумерных адсорбированных слоях является одной из фундаментальных задач в физике фазовых переходов. В работе исследовался фазовый переход из соразмерной ($\sqrt{3}\times\sqrt{3}$)R30° в несоразмерную фазу в монослой хемосорбированного хлора на поверхности Ag(111).

Основными использованными методиками являлись низкотемпературная сканирующая туннельная микроскопия, дифракция медленных электронов и теоретическое моделирование методом молекулярной динамики.

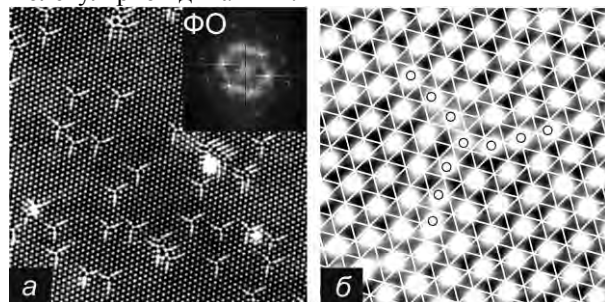


Рис. 1. (а) СТМ-изображение ($330\times 330 \text{ \AA}^2$, $I_t=2.8 \text{ нА}$, $U_s=-60 \text{ мВ}$, 5 К) фазы, соответствующее степени покрытия $\theta \approx 0.34 \text{ МС}$. В правом верхем углу показан фурье-образ. (б) Фрагмент СТМ-изображения из (а), на которое нанесена сетка, соответствующая решетке Ag(111). Дефект внедрения в решетку ($\sqrt{3}\times\sqrt{3}$)R30° (дополнительный атом) и возникший краудион показаны кружками

Экспериментально установлено и теоретически подтверждено, что на начальном этапе сжатия соразмерной решетки ($\sqrt{3}\times\sqrt{3}$)R30° происходит формирование двумерного газа дефектов внедрения – поверхностных краудионов (рис.1).

Краудионы состоят из ядра, в котором находится внедренный атом, и трех лучей вытянутых вдоль направлений $\langle 112 \rangle$ подложки. На рис. 1б видно, что атом в центре краудиона занимает положение г.ц.к., как и окружающие атомы в решетке ($\sqrt{3}\times\sqrt{3}$)R30° однако принадлежит к дуге подрешетке со структурой ($\sqrt{3}\times\sqrt{3}$)R30°. Отметим, что для решетки ($\sqrt{3}\times\sqrt{3}$)R30° существует три типа подрешеток.

При дальнейшем увеличении степени покрытия начинается формирование протяженных областей сжатия – доменных стенок. На рис. 2 показано СТМ-изображение, соответствующее степени покрытия $\theta \approx 0.37 \text{ МС}$, на котором видны эквидистантные полосы – параллельные домены со структурой ($\sqrt{3}\times\sqrt{3}$)R30° разделенные доменными стен-

ками, в которых плотность атомов выше, чем в окружающих доменах. Фурье-образ СТМ-изображения демонстрирует одноосное расщепление пятен адсорбата. Если учесть три эквивалентных направления сжатия на поверхности Ag(111), то становится ясно, что дифракционная картина в виде треугольников из шести пятен обусловлена наличием доменных стенок.

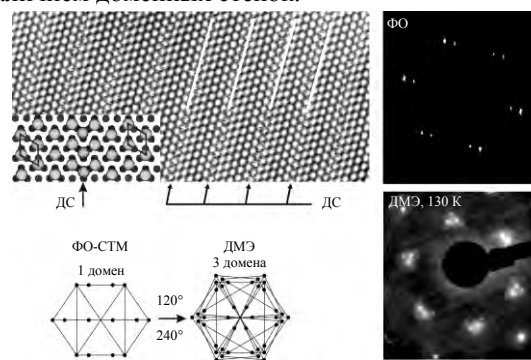


Рис. 2. СТМ-изображение ($206\times 97 \text{ \AA}^2$, $I_t=1.2 \text{ нА}$, $U_s=-100 \text{ мВ}$) линейных доменных стенок (ДС) в решетке хлора на поверхности Ag(111), разделяющих домены со структурой ($\sqrt{3}\times\sqrt{3}$)R30°. На вставке показана модель атомной структуры доменной стенки. Атомы в ДС оказываются в положениях г.п.у. Показан фурье-образ СТМ-изображения, на котором видно одноосное расщепление пятен. Показан механизм формирования картины ДМЭ с учетом трех возможных направлений доменных стенок. Показана картина ДМЭ, записанная при $T=130 \text{ К}$

Формирование доменных стенок при фазовом переходе из соразмерной в несоразмерную фазу было предсказано теоретически в 1970–80х годах [1] и подробно изучалось на модельных системах – пленках благородных газов, физсорбированных на поверхности металлов или графита. Сравнительно недавно Люксютов и др.[2] показали, что при переходе из соразмерной в несоразмерную фазу существенную роль может играть двумерный газ дефектов внедрения и его взаимодействие с доменными стенками. В частности, было показано, что при любой температуре существует такой диапазон покрытий, больших 0.33 МС , где формирование доменных стенок оказывается невыгодно. Кроме того, было установлено, что нагрев системы линейных доменных стенок может вызывать испарение атомов из стенок в двумерный газ дефектов внедрения. При не очень большой плотности доменных стенок может произойти полное выпаривание стенок, что означает обратный переход из несоразмерной в соразмерную фазу.

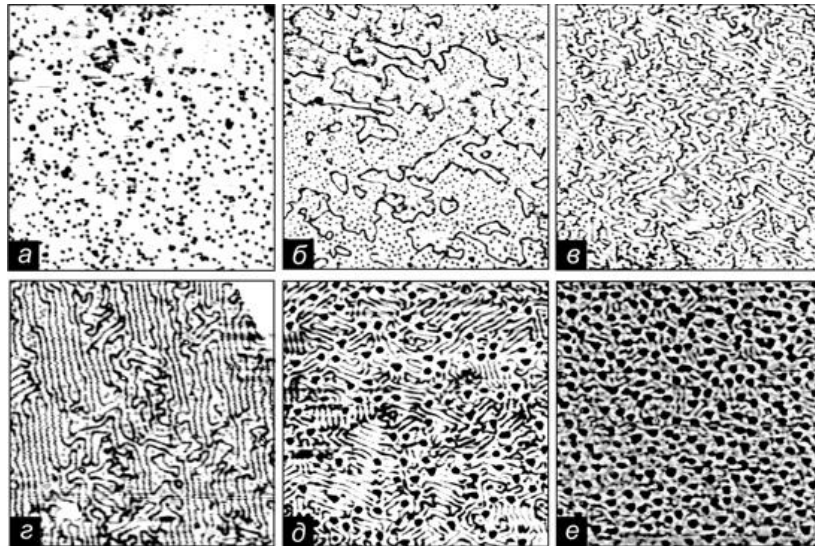


Рис. 3. Панорамные СТМ-изображения ($1000 \times 1000 \text{ \AA}^2$, $I_t = 2.9 \text{ нА}$, $U_s = +1980 \text{ мВ}$, 5 К), записанные при последовательном увеличении степени покрытия в диапазоне $0.34 < \theta < 0.40 \text{ МС}$. Видно, что доменные стенки выстраиваются в параллельные линии к 0.37 МС (г). Далее появляются островки новой фазы (темные треугольники) и расстояния между доменными стенками уменьшаются

Как следует из приведенных данных, в системе Cl/Ag(111) удается наблюдать как доменные стенки, так и дефекты внедрения (краудионы). На рис. 3 показана серия панорамных СТМ-изображений ($1000 \times 1000 \text{ \AA}^2$), записанных при $U_s = +2 \text{ В}$ при последовательном увеличении степени покрытия, превышающей уровень 0.33 МС , соответствующий соразмерной решетке $(\sqrt{3} \times \sqrt{3})R30^\circ$.

В соответствии с теорией Люксютова и др. [2] при низкой плотности краудионы располагаются случайным образом и представляют собой «замороженный» двумерный газ (рис. 3а). Начиная с $\theta \approx 0.35 \text{ МС}$ на поверхности появляются отдельные доменные стенки (темные линии) (рис. 3б). При дальнейшем увеличении степени покрытия число доменных стенок растет, а число краудионов падает. При $\theta \approx 0.37 \text{ МС}$ краудионы почти полностью исчезают, а доменные стенки выстраиваются с периодичностью около 30 \AA (рис. 3в–г). Именно данное покрытие хлора приводит к формированию яркой картины ДМЭ, содержащей треугольники из шести пятен с центрами в точках, соответствующих пятнам соразмерной решетки $(\sqrt{3} \times \sqrt{3})R30^\circ$.

На рис. 4 показан результат моделирования методом молекулярной динамики, демонстрирующий фазовые превращения в монослое хлора на поверхности Ag(111). На первом этапе сжатия решетки $(\sqrt{3} \times \sqrt{3})R30^\circ$ ($\theta = 0.334 \text{ МС}$) происходит формирование краудионов в полном согласии с экспериментальными СТМ данными. Увеличение степени покрытия приводит сначала к увеличению количества краудионов, а затем к их конденсации в доменные стенки. На первом этапе доменные стенки представляют собой петли (см. также экспериментальное изображение на рис. 3). По мере роста степени покрытия краудионы исчезают, а протяженность петель растет. Моделирование показало, что отдельные краудионы обладают большой подвижностью даже при низкой температуре (5 К). Кон-

денсация краудионов в доменные стенки приводит к стабилизации их положения.

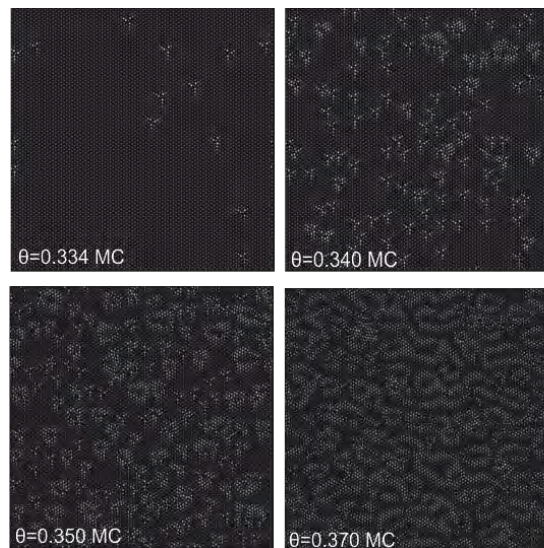


Рис. 4. Результаты моделирования методом молекулярной динамики фазового перехода из соразмерной в несоизмерную фазу для системы Ag(111)-Cl.

Таким образом, в работе удалось установить атомный механизм фазового перехода «соразмерная-несоразмерная фаза» в хемосорбированном слое хлора на поверхности Ag(111). Установлено, что первый этап перехода связан с возникновением двумерного газа краудионов и их последующей конденсации в доменные стенки.

1. Люксютов И. Ф., Наумовец А. Г., Покровский В. Л. Двумерные кристаллы // Киев: Наукова думка. - 1988. - С. 219;
2. Lyuksyutov et al., Europhys. Lett. - 1996. - V. 33. - P. 673

Адсорбция молекулярного йода на поверхность Ag(110)

В.С.Денисенков^{1,2}, Т.В.Павлова¹, Б.В.Андрюшечкин¹, К.Н.Ельцов^{1,2}

¹ Московский физико-технический институт

²Международная ассоциированная лаборатория IMTAS, Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН, Москва
andrush@kapella.gpi.ru

В данной работе представлены результаты исследования адсорбции молекулярного йода на поверхность Ag(110) методом сканирующей туннельной микроскопии (СТМ), а также результаты моделирования атомной структуры поверхности, выполненные методом теории функционала плотности (ТФП). Целью работы, было определение локальной структуры поверхности на всех этапах реакции, а также определение структуры пленки галогенида серебра.

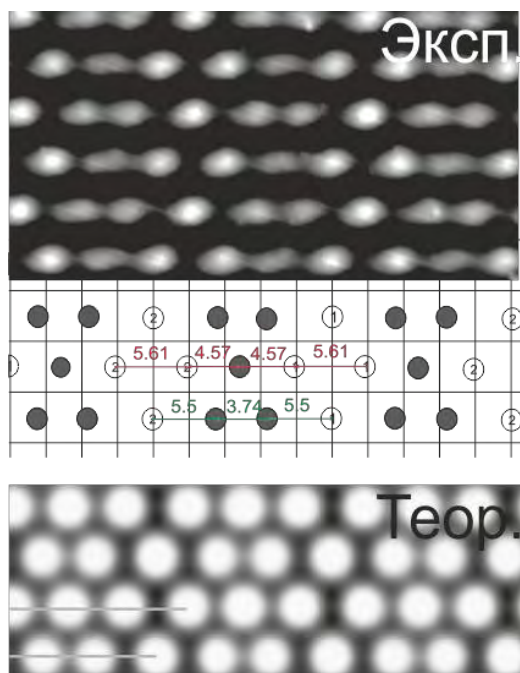


Рис.1 Сверху - экспериментальное СТМ изображение начальной стадии сжатия решетки Ag(110)-с(2×2)-I. Сжатие решетки йода не является однородным. Внизу показано теоретическое СТМ изображение этой же системы, полученное в результате ТФП расчетов.

Все эксперименты проводились в сверхвысоковакуумной установке с давлением остаточных газов $1 \cdot 10^{-10}$ Торр. Температура образца при адсорбции йода и СТМ измерениях составляла 300 К.

Расчеты производились с использованием программных пакетов VASP на МФТИ-60 кафедры информатики МФТИ (ГУ).

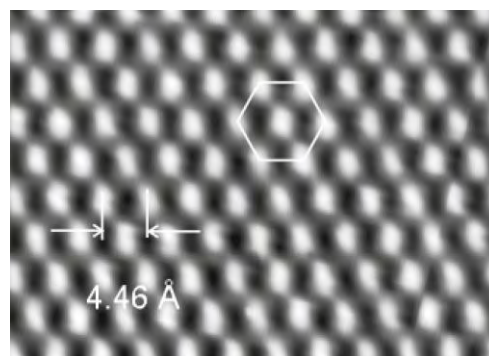


Рис.2. СТМ-изображение однослойной квазигексагональной структуры.

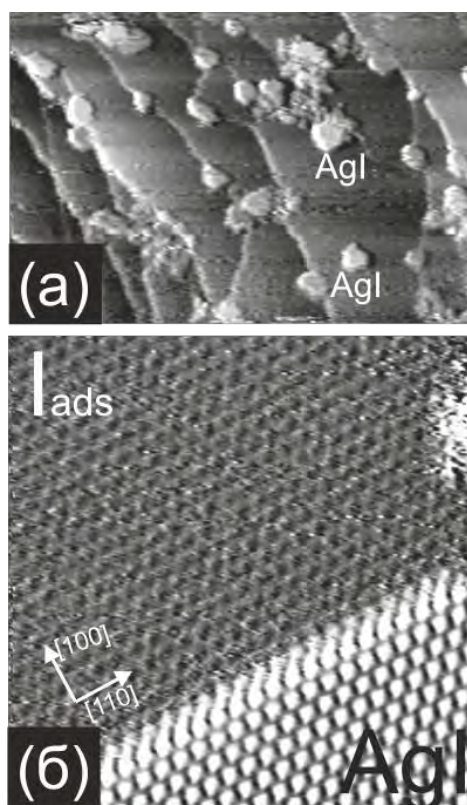


Рис.3 (а) Панорамное СТМ изображение йодированной поверхности Ag(110); (б) СТМ изображение с атомным разрешением островка AgI и атомной террасы, покрытой адсорбированным йодом.

Установлено, что на начальной стадии адсорбции I_2 на поверхность Ag(110) при 300 К происходит формирование простой решетки с(2×2) при степени покрытия 0.5 монослоя (МС). С использованием теории функционала плотности установле-

но, что атомы йода при этом адсорбируются на поверхности $\text{Ag}(110)$ в положения в центре между четырьмя атомами серебра.

Дальнейшее увеличение степени покрытия приводит к одноосному сжатию решетки йода вдоль направления $[110]$ подложки. Механизм сжатия описывается моделью линейных доменных стенок, т.е. сжатие не является однородным (см. рис.1).

По мере роста степени покрытия доменные стенки и домены $c(2 \times 2)$ исчезают, в результате насыщенный монослой йода представляет собой однородную квазигексагональную структуру.

Дальнейшая экспозиция йода приводит к росту островков йодида серебра (высотой 5-7 Å),

(рис.3а). На Рис. 3б показано СТМ-изображение островка йодида серебра с атомарным разрешением. Из анализа СТМ кадров было установлено, что поверхность йодида серебра описывается искаженной гексагональной решеткой. Решетка AgI ориентирована таким образом, что направление одного из плотноупакованных рядов совпадает с направлением $\langle 110 \rangle$, а расстояние между рядами совпадает с постоянной решетки подложки вдоль направления $[100]$.

Предварительные результаты моделирования системы свидетельствуют о том, что структура «интерфейсного» слоя между подложкой серебра и йодидом серебра соответствует структуре монослоя $c(2 \times 2)$.

Атомная структура кластеров хлорида золота на поверхности Au(111)

Е.В. Гладченко^{1,2}, Б.В. Андрюшечкин², Г.М. Жидомиров², К. Дидье³, Б. Керрен³,
В.В. Черкез^{2,3}, К.Н. Ельцов²

¹ Московский физико-технический институт

² Международная ассоциированная лаборатория IMTAS,
Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН, Москва

³ Международная ассоциированная лаборатория IMTAS, Университет Анри Пуанкаре, Нанси, Франция

andrush@kapella.gpi.ru

Реакция взаимодействия галогенов с поверхностью металлов активно исследуется, начиная с 1970-х. Интерес к этой реакции обусловлен важной ролью галогенов в ряде промышленных каталитических реакций на основе металлических катализаторов. В частности, для реакции частичного окисления этилена на серебряном катализаторе добавление небольшого количества хлорсодержащих углеводородов (1,2-дихлорэтана) в реактор увеличивает селективность реакции с 30-40% до 75-85% [1]. Наименее изученной остается реакция галогенирования поверхности золота. Это связано с тем, что до недавних пор золото в силу своей инертности не представляло интереса с точки зрения катализа. Однако недавно сильно возрос интерес к катализаторам на основе наночастиц золота, в силу потенциальной возможности использования золота в качестве катализатора для реакции эпексидирования алкенов [2, 3].

При воздействии галогенов на поверхность металлов могут образовываться сложные поверхностные атомные структуры, включающие в себя как атомы галогена, так и атомы металла, которые можно назвать, в некоторых случаях, поверхностным галогенидом. Существование подобных фаз было продемонстрировано для ряда систем: I/Ag(100) [4], Cl/Ag(111) [5]. Для выяснения роли поверхностных галогенидов в катализе необходимо изучить их атомную структуру.

В данной работе, представлены результаты теоретических расчетов, проведенных с использованием теории функционала плотности (ТФП) для хлоридных структур на поверхности Au(111). Расчеты производились на кластере МФТИ-60 кафедры информатики с использованием программного пакета VASP.

При степени покрытия $\theta = 0.33$ МС на поверхности Au(111) образует простой монослой хлора со структурой $(\sqrt{3} \times \sqrt{3})R30^\circ$. Расчеты методом ТФП показали, что атомы хлора адсорбируются в г.ц.к. положения.

При степени покрытия хлором $\theta > 0.33$ МС на поверхности Au(111) появляются яркие структуры в виде линий или отдельных точек (рис. 1а). Эти структуры состоят из одинаковых элементов вытянутой формы. СТМ-изображение отдельного элемента показано на рис. 1б. Длина элемента составляет 5.5-6 Å, а высота 0.7-0.9 Å. Каждый элемент состоит из трех максимумов (центральный наиболее яркий). На рис. 1в показана структурная модель отдельного элемента.

Дальнейшее увеличение степени покрытия приводит к исчезновению структуры $(\sqrt{3} \times \sqrt{3})R30^\circ$ и покрытию всей поверхности элементами показанных на рис. 1б.

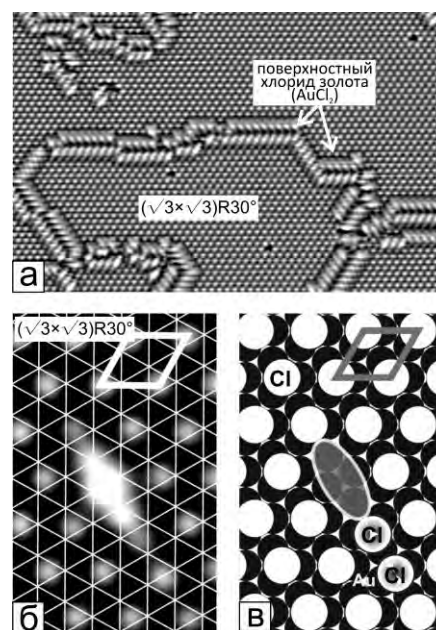


Рис. 1. (а) СТМ-изображение ($286 \times 206 \text{ \AA}^2$) хлорированной грани Au(111) на котором показано зарождение поверхностного хлорида золота; (б) Фрагмент СТМ-изображения (а), демонстрирующий детали морфологии отдельного элемента. На изображение наложена сетка, в узлах которой располагаются атомы подложки. (в) – соответствующая рис. (б) структурная модель.

Золото образует с хлором два устойчивых соединения: AuCl (в твердой фазе состоит из цепочек $\dots\text{-Au-Cl-Au-Cl-}\dots$) и AuCl_3 (образует молекулярный кристалл из вдвоенных молекул $(\text{AuCl}_3)_2$, а в газовой фазе существует в виде димеров $(\text{AuCl}_3)_2$). Вначале мы протестировали возможность существования молекул AuCl (рис. 2а) и AuCl_3 (рис. 2б) на поверхности Au(111). В результате оптимизации координат было установлено, что модели не устойчивы и не приводят к стабильным структурам на поверхности Au(111). Также было установлено, что теоретические СТМ изображения, построенные для оптимизированных структур, не соответствуют экспериментальным.

В качестве пробной модели мы также рассмотрели молекулу AuCl_2 адсорбированную на Au(111). На рис. 2в показана оптимизированная структурная

модель AuCl_2 , на поверхности $\text{Au}(111)$, соответствующее теоретическое СТМ-изображение в сравнении с экспериментальным. Видно, что теоретическое СТМ-изображение полностью воспроизводит экспериментальное. На рис. 2г показана модель димера AuCl_2 , которая также полностью воспроизводит экспериментальное изображение.

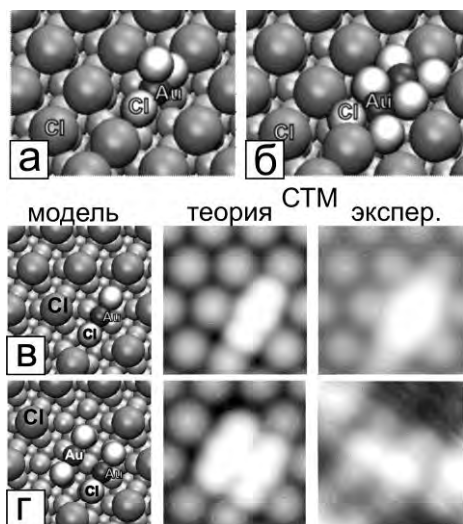


Рис. 2. (а), (б) – структурные модели молекул AuCl и AuCl_3 адсорбированных на поверхности $\text{Au}(111)$. (в) – структурная модель молекулы AuCl_2 на поверхности $\text{Au}(111)$, а также ее теоретическое и экспериментальное СТМ-изображение; (г) – аналогично (в) только для димера AuCl_2

Таким образом, мы считаем, что при степени покрытия поверхности $\text{Au}(111)$ хлором больше

одной трети монослоя начинают образовываться отдельные молекулярные структуры AuCl_2 , которые при увеличении степени покрытия сначала формируют упорядоченные линейные цепочки, в которых могут находиться как AuCl_2 , так и $(\text{AuCl}_2)_2$, затем образуют упорядоченную структуру пчелиных сот, в качестве элементов которых выступают димеры $(\text{AuCl}_2)_2$, как показано на рис.2.

Простым объяснением «на пальцах» существования AuCl_2 , а не AuCl_3 на поверхности $\text{Au}(111)$ является необходимость использования третьей валентной связи в Au^{3+} для связи с поверхностью. Можно сказать, что мы наблюдаем **поверхностную форму хлорида золота.**

1. Altman E.I. The Adsorption of Halogens on Metal and Semiconductor Surfaces, in *Physics of Covered Solid Surfaces: Part I. Adsorbed Layers on Surfaces* / Eds. by H.P. Bonzel. Springer-Verlag (2001).

2. Pina C.D., Falletta E., Prati L., Rossi M. Selective oxidation using gold // *Chem. Soc. Rev.* 2008. Vol. 38. P. 2077–2095.

3. Gong J., Mullins C.B. Surface science investigations of oxidative chemistry on gold // *Accounts Chem. Res.* 2009. Vol. 42. P. 1063–1073.

4. Andryushechkin B. V., G. M. Zhidomirov, K. N. Eltsov, Y. V. Hladchanka, A. A. Korlyukov. Local structure of the $\text{Ag}(100)$ surface reacting with molecular iodine: Experimental and theoretical study // *Phys. Rev. B* 2009, Vol. 80, 125409.

5. Andryushechkin B. V., V. V. Cherkez, E. V. Gladchenko, G. M. Zhidomirov, B. Kierren, Y. Fagot-Revurat, D. Malterre, and K. N. Eltsov. Structure of chlorine on $\text{Ag}(111)$: Evidence of the (3×3) reconstruction // *Phys. Rev. B* 2010, Vol. 81, 205434.

Вакуумный зондовый сканирующий микроскоп на основе полого микроострия

А.П. Черкун, Б.Н. Миронов, С.А. Асеев, С.В. Чекалин

Учреждение Российской академии наук Институт спектроскопии РАН, г. Троицк

Aseyev@isan.troitsk.ru

Для исследования и наномодификации поверхности в вакууме нами подготовлен сканирующий микроскоп, в котором вместо *традиционного* острия использован диэлектрический микрокапилляр. Диаметр сквозного отверстия на кончике капилляра в в коммерчески-доступной версии может достигать величины менее 100 нм. Нами показано, что подобное острие позволяет формировать микро-пучки ионов или электронов за счёт пропускания заряженных частиц сквозь него. Также оно может выступать в качестве зонда сканирующего микроскопа. В работе обсуждается высокочувствительный метод исследования сложных органических молекул на поверхности.

Одной из наиболее сложных и до конца нерешённых задач молекулярной физики является получение прямых данных о пространственно-химическом строении сложных органических макромолекул. В настоящее время наиболее часто используемым подходом к решению данной проблемы является рентгеноструктурный анализ, однако, как хорошо известно, возможности *традиционной* рентгеновской оптики ограничены. Поэтому разработка метода высокочувствительного детектирования сложных органических молекул, обладающего высокой химической селективностью, является весьма актуальной задачей. Для её решения нами предложено сочетать десорбцию молекулярных ионов с поверхности, облучаемую фемтосекундными лазерными импульсами, и время-пролётную «*on-line*» масс-спектрометрию. В частности, чтобы обеспечить пространственное разрешение образованные фотоионы предполагается направлять на детектор сквозь нанокapилляр. Отметим, что диаметр апертуры на кончике ком-

мерчески-доступного кварцевого капилляра может достигать величины 100 нм и менее [1]. Также путём дополнительного напыления тонкого металлического слоя на кончик диаметр нанодоверстия может быть уменьшен, что должно позволить увеличить пространственное разрешение. Заметим, что ранее в нашей лаборатории были получены оригинальные результаты по пропусканию импульсного пучка ионов вольфрама сквозь кварцевый нанокapилляр [2], а также фотоэлектронов [3].

Для перемещения полого острия вдоль исследуемой поверхности с нанометровой точностью нами разработан и запущен оригинальный вакуумный микроскоп. Фотографии непосредственно сканера представлены на рис. 1 а) – б). На них введены следующие обозначения. 1.) Каретка Z - модуля. 2.) Рельс Z - модуля. 3.) Основание Z - модуля. 4.) XY - столик. 5.) Модуль XY - пьезотрубки. 6.) Поддон. 7.) Подвесной груз. 8.) Кольцо основания виброподвеса. 9.) Разъёмы. 10.) Оголовок XY -пьезотрубки. 11.) Корпус камертона. 12.) Монтажная пластина. 13.) Кабели камертона с разъёмом. 14.) Капилляр. 15.) Образец. 16.) Поворотный-трансляционный консольный механизм. 17.) Рожок камертона.

Разработанный нами прибор установлен в вакуумной камере с вакуумом на уровне 10^{-7} мм рт. ст., откачиваемой турбо-молекулярным насосом «*Varian*». Вакуумная камера снабжена окнами для подвода импульсного лазерного излучения внутрь системы от имеющейся фемтосекундной лазерной установки «*Spectra-Physics*». Созданный микроскоп может быть использован для перемещения в вакууме с нанометровой точностью нанопучков ионов, электронов или мягкого рентгеновского

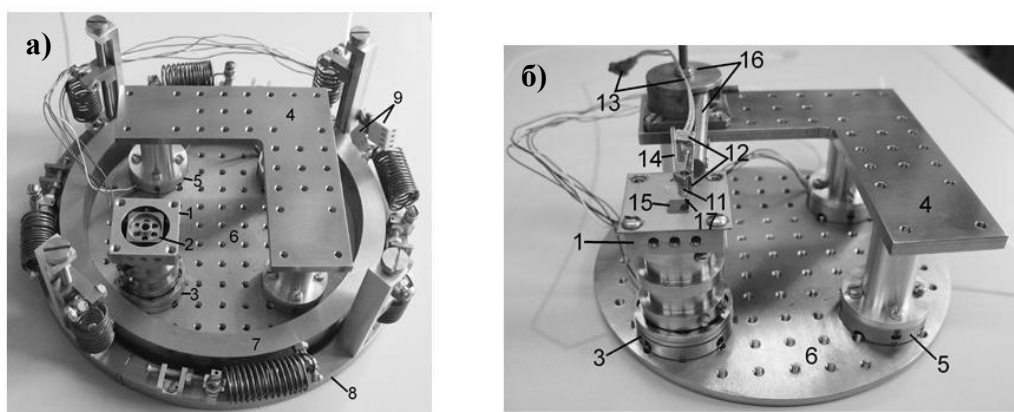


Рис. 1. Схема микроскопа

излучения. Так, для создания пространственно сжатого ионного пучка металлический фотокатод вставлен внутрь капилляра, а затем облучён сквозь стенку остросфокусированным импульсным лазерным излучением (тонкая стенка является прозрачной для лазерного излучения). В эксперименте использовано лазерное излучение с длиной волны лазерного излучения 0.4 мкм или 0.8 мкм, длительностью лазерных импульсов в диапазоне $40 \div 100$ фс, частотой повторения лазерных импульсов до 1 кГц и интенсивностью в фокальном пятне (лазерный пучок фокусировался линзой) в диапазоне $10^{12} \div 10^{13}$ Вт/см². Между металлическим фотокатодом и проводящей поверхностью приложена соответствующая разность потенциалов в диапазоне 0.5 ÷ 1 кВ. Такая геометрия позволяет исследовать возможность формирования микроструктур на поверхности с помощью микролокализованного пучка ионов, пропущенного сквозь капилляр. А также позволяет осуществлять последующую визуализацию изменённого микрорельефа поверхности в режиме сканирующего зондового микроскопа, где в качестве зонда выступает это же полое микрострие. Проведённое исследование является достаточно важным этапом в демонстрации возможностей развиваемого подхода и позволяет оценить один из основных параметров микроскопа (срок службы диэлектрического микроострия в сканирующем режиме).

Работа проведена при финансовой поддержке РФФИ: гранты № 11-02-00796-а и 09-02-01077-а.

1. Grams M.P. Microscopic fused silica capillary nozzles as supersonic molecular beam sources /Grams M.P., Cook A.M., Turner J.H., Doak R.B.//J. Phys. D: Appl. Phys. 2006. V. 39 P. 930-936.

2. Асеев С.А. Формирование нанокаллизированных фотоионных пакетов вольфрама с помощью фемтосекундных лазерных импульсов/ Асеев С.А., Миронов Б.Н., Чекалин С.В., Летохов В.С. // Письма ЖЭТФ. 2008. Т. 87 С. 422-425.

3. Aseyev S.A. Femtosecond laser source of nanocalized directed photoelectrons / Aseyev S.A., Mironov B.N., Chekalin S.V., Letokhov V.S // Appl. Phys. Lett. 2006. V. 89 112513.

Сканирующая туннельная микроскопия точечных дефектов и неоднородностей на поверхности графена в процессе CVD роста

Р.З. Бахтизин

Башкирский государственный университет, Уфа

raouf@bsu.bashedu.ru

Графен (т.е. монослой графита) характеризуется гексагональной решеткой с двумя атомами углерода в элементарной ячейке, где каждый атом имеет sp^2 гибридизацию. В такой решетке кинетическая энергия электрона линейно зависит от его квазиимпульса, а запрещенная зона отсутствует. Для технологического использования графена, например в нанoeлектронике, необходимо иметь образцы графена достаточно большой площади с заранее заданными характеристиками. Одним из наиболее перспективных способов получения графена является метод химического осаждения углеводородов из газовой фазы (CVD), позволяющий получать однородные образцы с большими продольными размерами. Важным преимуществом метода CVD является возможность его совмещения с существующими CMOS-технологиями [1].

В докладе будут представлены результаты исследования дефектов и неоднородностей, образующихся в монослоях графена, синтезированных на поверхностях Ni(111), Cu(111) и медной фольги. Эксперименты проводили с помощью сверхвысоковакуумного сканирующего туннельного микроскопа GPI-300. Эпитаксия графена на никеле обладает рядом преимуществ по сравнению с другими металлами, так как из всех переходных металлов параметр решетки никеля (0,352 нм) наиболее близок к параметру решетки графена (0,246 нм), что обеспечивает образование соразмерного покрытия [2], а Ni-подложки являются одними из самых недорогих и доступных. Синтез осуществляли в среде пропилена (C_3H_6) при температуре 450 °C, в вакуумной камере при давлении $1 \cdot 10^{-6}$ Тор. Выращенные эпитаксиальные пленки могли быть использованы без дополнительной обработки и обладали хорошей электропроводностью, причем CVD-технология предполагает безусловную двумерность пленки: на пассивном графеновом слое молекулы пропилена не адсорбируются [1].

Формирование монослойного графенового покрытия на поверхности Cu(111) происходило благодаря диссоциации молекул этилена (C_2H_4) при

температуре 1000 °C и давлении 10^{-5} Тор [3]. В меди углерод растворим в ничтожно малом количестве, поэтому даже в случае относительно высоких температур образование графена происходит при незначительной диффузии атомов углерода в объем, что автоматически обеспечивает прекращение роста после образования монослоя.

На поликристаллической медной фольге образуются островки графена с различной ориентацией доменов, СТМ изображения которых продемонстрировали образование доменных границ. Особенностью морфологии графена оказалась его способность повторять рельеф подложки, изгибаясь и покрывая дефекты поверхности неразрывным слоем.

На образцах графена с открытыми краями наблюдались различные конфигурации граничных атомов углерода: зигзагообразные и кресельные структуры [4]. Обсуждается влияние краевых эффектов, точечных дефектов (вакансий) и структурных дефектов типа Стоуна-Велса на связь графенового монослоя с подложкой. Полученные результаты позволяют рассматривать исследованные системы как перспективные для графеновой электроники.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований, грант № 11-02-97006-р_поволжье_a.

1. Batzill M., The surface science of graphene: Metal interfaces, CVD synthesis, nanoribbons, chemical modifications, and defects / M. Batzill // Surf. Sci. Rep. 2012. V. 67. P. 83-115.

2. Odahara G., In-situ observation of graphene growth on Ni(111) / G. Odahara, Sh. Otani, Ch. Oshima, M. Suzuki, T. Yasue, T. Koshikawa // Surf. Sci. 2011. V. 605. P. 1095-1098.

3. Gao, L. Epitaxial Graphene on Cu(111) / Li Gao, J. R. Guest, and N.P. Guisinger // Nano Lett. 2010. V. 10. P. 3512-3516.

4. Enoki T., Electronic structures of graphene edges and nanographene / T. Enoki, Y. Kobayashi, and K.-I. Fukui // Intern. Rev. in Phys. Chem. 2007. V. 26. No 4 P. 609-645.

Получение металлических наноконтактов и нанопроволок с помощью СЗМ методом индентирования

А.А. Бухараев^{1,2}, Д.В. Лебедев¹, Д.А. Бизяев¹, Н.И. Нургазизов¹,
И.И. Шакиров^{1,2}, Т.Ф. Ханипов^{1,2}

¹ Казанский физико-технический институт КазНЦ РАН, Казань

² Казанский (Приволжский) федеральный университет, Казань

a_bukharaev@kfti.knc.ru

Получение и исследование металлических наноконтактов и нанопроволок по-прежнему привлекает большое внимание. В значительной степени это относится к подобным структурам из ферромагнитных металлов, так как на их основе возможно создание спиновых клапанов, устройств для записи и хранения информации, магниторезистивных сенсоров.

Повышенный интерес к изучению процессов протекания тока через магнитные наноструктуры обусловлен проявлением размерных эффектов при уменьшении размеров магнитного проводника (переход от диффузионного к баллистическому механизму проводимости, квантование проводимости, перестройка магнитной структуры, изменения удельной намагниченности, намагниченности насыщения, температуры Кюри и др.). Исследования в этом направлении актуальны в связи с продолжающейся миниатюризацией элементной базы нанoeлектроники, где магнитные материалы широко используются. Недавние наши экспериментальные и теоретические исследования [1, 2] показали, что процессы нагрева приконтактной области до температуры фазового перехода существенно отличаются при транспорте электронов через магнитный наноконтакт (НК) в баллистическом или диффузионном режиме. Однако существующие теоретические модели передачи избыточной энергии инжектированных в решетку электронов при их рассеивании на магнонах, фононах, примесях и дефектах еще далеки от совершенства. Например, в них не учитывается размерный эффект уменьшения температуры Кюри с уменьшением размеров ферромагнетика.

Проблема получения стабильных долгоживущих наноконтактов заданного сечения до сих пор еще не решена. В последнее время для создания магнитных наноструктур все чаще используются возможности сканирующей зондовой микроскопии (СЗМ). В частности, силовое воздействие на поверхность проводящей иглой СЗМ, выступающей в роли наноиндентора [3].

В настоящей работе исследована возможность формирования НК и нанопроволок методом СЗМ наноиндентирования (контролируемого продавливания иглой атомно-силового микроскопа (АСМ) нанослой полиметилметакрилата (ПММА), предварительно нанесенного на твердую подложку проводника или диэлектрика).

При формировании НК исходный образец представлял собой сплошную пленку Ni на под-

ложке из диоксида кремния, закрытую сверху нанослой ПММА. В условиях сверхвысокого вакуума (СВВ) в установке Multiprobe P (фирмы Omicron), проводящим зондом АСМ в ПММА формировалось отверстие. Важно отметить, что момент касания зондом АСМ проводящей подложки контролировался двумя методами: во-первых, путем регистрации тока, который возникал при касании зондом поверхности Ni; во-вторых, с помощью силовых кривых (при резком изменении жесткости на границе слоя ПММА с подложкой на силовой кривой наблюдается характерный изгиб). Далее образец (без соприкосновения с воздухом) перемещался в камеру подготовки образцов установки Multiprobe P, где на его поверхность в условиях СВВ напылялся слой Ni. Напыление металла на такой образец заполняет сформированное кончиком зонда наноотверстие и приводит к формированию НК между двумя ферромагнитными пленками. Главное достоинство такой структуры – ее высокая стабильность (НК защищен от окисления и устойчив к механическим вибрациям). Отдельные наноотверстия в ПММА формировалось также с помощью СЗМ Solver P47 (фирмы НТ-МДТ), их АСМ изображение представлено на рис. 1а.

Пошаговое индентирование пленки ПММА АСМ зондом Solver P47 использовалась для формирования сплошной канавки. Последовательность точек индентирования задается таким образом, чтобы они находились предельно близко друг к другу. Эксперименты показали, что для получения ровной канавки, достаточна плотность в 50 точек/мкм. Минимальное достаточное время давления на точку – 0,1 сек. АСМ изображение полученных таким способом канавок в слое ПММА и профиль одной из них представлены на рис. 1 (б и в). На полученную таким способом литографическую маску напылялась пленка Ni. Затем слой ПММА с лишним металлом удалялся по технологии lift-off (путем растворения ПММА в хлорбензоле в ультразвуковой ванне). Таким способом удалось получить на поверхности диоксида кремния нанопроволоку Ni толщиной 10 нм и с минимальной шириной 100 нм, соединяющую две микроконтактные площадки (рис. 2 а, б).

В таких структурах исследовались ВАХ при протекании тока высокой плотности. Зарегистрированы характерные симметричные особенности (перегибы) на кривых dR/dU от U (рис. 2

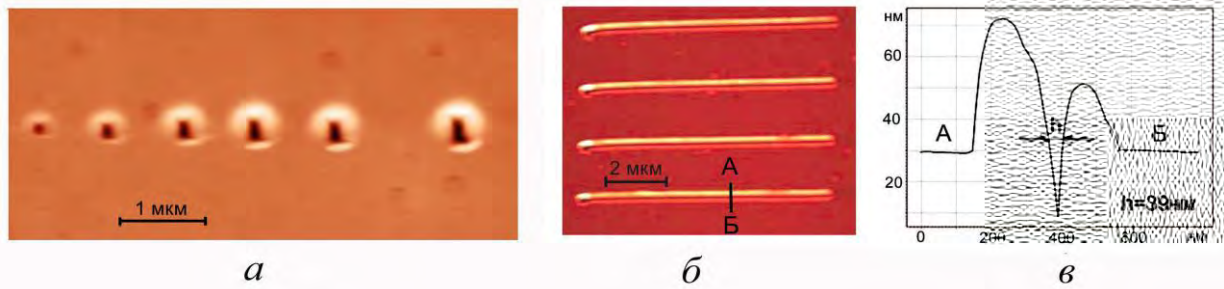


Рис. 1. АСМ изображения поверхности ПММА после наноиндентирования зондом атомно-силового микроскопа: *а* – наноотверстия, полученные в заданных точках ПММА при различном давлении иглы на поверхность; *б* – канавки, полученные при пошаговом наноиндентировании; *в* – профиль одной из канавок вдоль линии А-Б на рисунке *б*.

в), аналогичные тем, которые ранее наблюдались при таких же режимах в наколлектах Ni, полученных электрохимически [1, 2]. Теоретический анализ полученных кривых dR/dU показал, что наблюдаемые перегибы обусловлены фазовым переходом Ni нанопроволоки из ферромагнитного в парамагнитное состояние при определенных критических значениях напряжения смещения (U_c) за счет Джоулева нагрева нанопроволоки.

Наблюдаемое увеличение сопротивления нанопроволоки связано с уменьшением длины свободного пробега электронов вследствие нагрева проводника протекающим током. В ферромагнитных металлах температурная зависимость сопротивления определяется рассеянием электронов на фононах и магнонах. Для температур выше температуры Кюри магنونный вклад становится постоянным и дальнейшее увеличение сопротивления определяется только возрастанием электрон-фононного рассеяния. Это приводит к появлению наблюдаемых в эксперименте перегибов на кривых dR/dU при значениях $U = U_c$.

Программное обеспечение Solver P47 позволяет «протыкать» слой ПММА иглой АСМ в

заданном месте, формируя литографическую маску с отверстиями. Используя такую маску, методом lift-off были получены массивы из сотен упорядоченно расположенных изолированных наночастиц Ni эллиптической формы с размерами 200x400 нм.

Работа частично поддержана РФФИ и Министерством образования и науки РФ (гос.контракт № 16.552.11.7008).

1. Gatiyatov R.G. Current-induced phase transition in ballistic Ni nanocontacts / R.G. Gatiyatov, V.N., Lisin, A.A. Bukharaev // Appl. Phys. Lett. 2010, V. 96, P. 093108-3.

2. Гатиятов Р.Г. Баллистический и диффузный режимы транспорта электронов в наноконтактах магнетиков / Р.Г. Гатиятов, В.Н. Лисин, А.А. Бухараев // Письма в ЖЭТФ. 2010, Т. 91, № 8, С. 461-463.

3. Бухараев А.А. Получение магнитных микро- и наноструктур методом сканирующей зондовой литографии / А.А. Бухараев, Д.А. Бизяев, Н.И. Нургазизов, Т.Ф. Ханипов // Микроэлектроника, 2012, Т. 41, №. 2, С. 90-97.

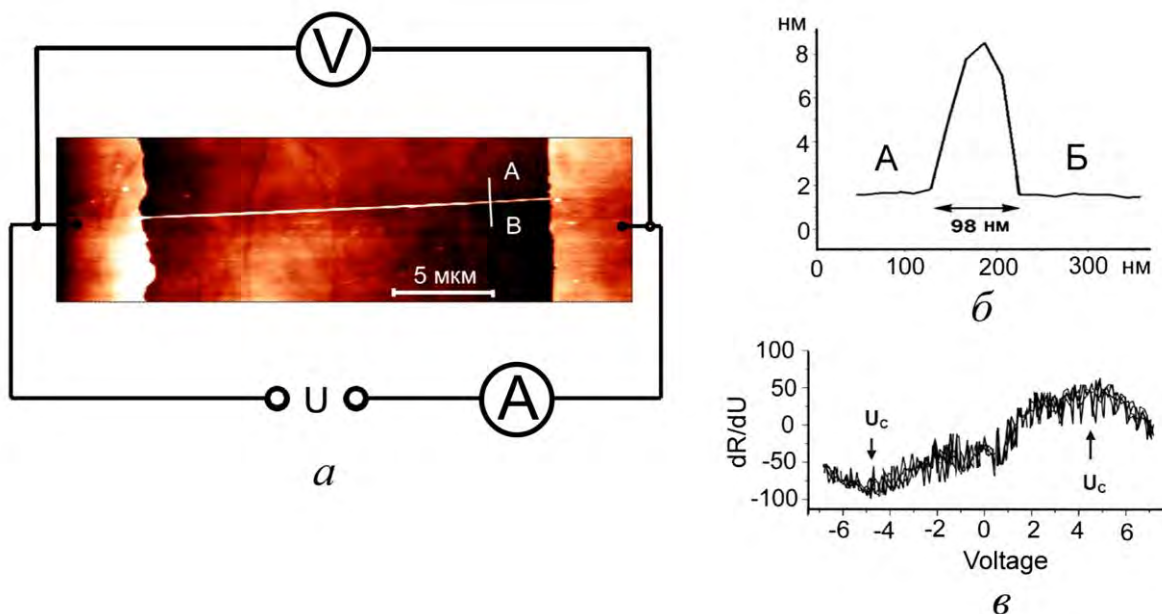


Рис. 2. *а* – АСМ изображение нанопроволоки Ni, соединяющей две контактные площадки Ni (схематически показана схема для измерения ВАХ на такой структуре); *б* - профиль вдоль линии А-Б нанопроволоки, представленной на рис. *а*; *в* – зависимость $dR/dU(U)$ при пропускании через нанопроволоку Ni тока высокой плотности.

Возможности кластерных комплексов для создания и исследования приборов микро- и нанoeлектроники

В.А. Быков

Научно-производственная группа предприятий «НТ-МДТ»,
ФГУП «НИИ Физических проблем им.Ф.В. Лукина

vbykov@ntmdt.ru

Начиная с уровня 130 нм развитие микроэлектроники потребовало создания кластерных комплексов и в настоящее время именно такие комплексы и используются в стандартных технологических линиях.

Отличительной особенностью нанотехнологических модулей НТ-МДТ является то, что они предназначены не только для исследования технологических процессов, но и для создания нанотехнологических функциональных элементов. В ходе их создания была решена задача прецизионного репозиционирования. Разработаны специальные двухкоординатные системы, оснащенные высокоточными датчиками линейного перемещения, позволяющие с точностью до нескольких десятков нанометров быстро находить заданный участок поверхности пластины при переносе образца из одного модуля в другой. Кроме того, конструкция держателя пластины и позиционера обеспечивают возможность репозиционирования образца исходно с точностью 2-3 мкм, что существенно меньше площади сканирования.

В зависимости от конкретного типа изделий, на разработку которых ориентируется комплекс, требования к точности реализации тех или иных элементов, квазипланарных или 3-х мерных функциональных структур могут составлять от десятков нанометров до долей нанометра с атомарным дискретом. Модули комплексов НАНОФАБ -100, -25 можно разделить на два типа – модули формирования пленочных структур (напыление, молекулярно-лучевая эпитаксия, лазерная абляция, химическое осаждение из газовой фазы, модуль атомно-слоевого осаждения, модули плазменных технологий, химической модификации и т.п.), для которых прецизионное позиционирование в плоскости не требуется и необходим интегральный контроль процессов и контроль качества пленочных структур – модули «групповых» технологий, и модули, требующие взаимосовмещения, обеспечивающие возможность быстрого репозиционирования с

возможностью обращения к тому или иному элементу или участку поверхности – модули «локальных» технологий (модули сканирующей зондовой микроскопии и литографии, электронной микроскопии и литографии, модули с использованием фокусированных ионных пучков, модули для измерения свойств и характеристик элементов, модули рентгеновской микроскопии, модули проекционного инициированного роста и т.п.).

В особенности интересна многолучевая электронная литография, позволяющая реализовать до 5 экспозиций в час на пластинах диаметром 300 мм, что придает комплексам новое качество, превращая их из чисто исследовательских в промышленные.

Транспортная система комплексов базируется на шестипозиционных сверхвысоковакуумных радиальных модулях с встроенными манипуляторами, обеспечивающими захват и перемещение образца из модуля в модуль. В модули встроены системы для вращения и линейного перемещения образцов, обеспечивающие точность репозиционирования образца, закрепленного на специализированном держателе – носителе с точностью до 10 мкм при выносе 1280 мм у НАНОФАБ 100 и 780 мм у НАНОФАБ 25.



Рис. 1. Фотография комплекса Нанофаб 100 в ФГУП НИИФП им.Ф.В. Лукина

Особенности применения зондовой микроскопии для изучения углеродных наноструктур

А.П. Володин

Католический университет Левен, Бельгия

alexander.volodin@fys.kuleuven.be

Сканирующая зондовая микроскопия (СЗМ) предоставляет уникальные возможности для исследования широкого класса углеродных наноструктур. В первую очередь это относится к визуализации структур с высоким, вплоть до атомных размеров пространственным разрешением. Применение средств СЗМ не ограничивается, однако, лишь визуализацией и характеристикой локальных свойств этих структур. Ниже будут рассмотрены некоторые «нетрадиционные» применения СЗМ, позволяющие воздействовать на углеродные наноструктуры с целью получения дополнительной информации об их механических, электрических и магнитных свойствах.

Углеродные нанотрубки (УНТ) при определенных условиях синтеза растут в форме спиралей. Одним из достоинств спиральных УНТ является то, что будучи осажденными на подложку, они образуют свободно-стоящие наноструктуры [1]. Отметим, что получение подобных структур, перспективных для ряда нано-электо-механических приложений, на основе обычных УНТ – сложная задача литографии.

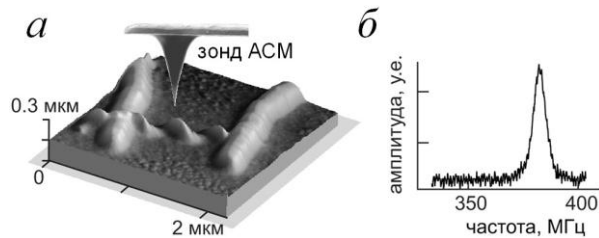


Рис. 1. АСМ изображение фрагмента спиральной УНТ с двумя присоединенными электрическими контактами и схематическое изображение зонда АСМ (а); резонансная кривая (б), полученная в результате детектирования сигнала с контактов УНТ-резонатора, активированного антенной - зондом АСМ.

На Рис. 1. (а) показано изображение такой спиральной УНТ, полученное с помощью атомно-силового микроскопа (АСМ). Пара электродов, подведенных к фрагменту спиральной УНТ, образует с ней туннельные электрические контакты, (см. Рис. 1. (а)), весьма чувствительные к механическим колебаниям УНТ [2]. В эксперименте по активации нано-механического резонатора, образованного свободно-стоящими спиралью УНТ, проводящее острие зонда АСМ, показанное схематически в центре Рис. 1. (а), эффективно использовалось в качестве антенны. Пример зависимости сигнала, зарегистрированного с контактов УНТ-структуры от частоты напряжения на антенне – зонде АСМ, приве-

ден на графике Рис. 1. (б). Зависимость имеет выраженный резонансный характер. Оцененная по смещению резонанса чувствительность этого УНТ-резонатора к присоединенной массе оказалась равной десяткам аттограмм [2].

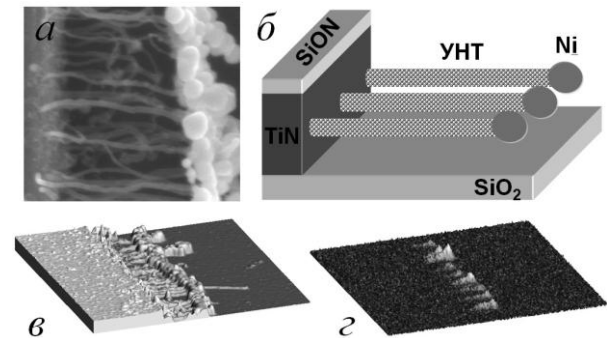


Рис. 2. Изображение выращенного из газовой фазы массива УНТ, нагруженных nano-частицами Ni (а), и схема этого горизонтально-расположенного массива УНТ (б). АСМ изображение области массива УНТ размером 3.75×3.75 мкм² (в) и соответствующее изображение амплитуд колебаний УНТ возбужденных с помощью ФМР на частицах Ni, (частота сигнала возбуждения ФМР 1.8 ГГц, магнитное поле 60 мТ).

Хорошо известно, что АСМ-кантилевер не может отслеживать механические перемещения образца с частотой, намного превышающей его резонансную частоту. Однако, из-за нелинейности силового взаимодействия, кантилевер все же реагирует на высокочастотные перемещения [3] изменением своего «среднего» положения. Такое механическое детектирование использовалось в эксперименте по возбуждению механических колебаний в массиве углеродных нанотрубок (УНТ) нагруженных наночастицами никеля (см. Рис. 1 (а, б)). Массив горизонтально расположенных УНТ, представляющий собой перспективную нано-механическую систему, был выращен из газовой фазы на боковых стенках микро-электродов [4]. Наночастицы никеля, предварительно осажденные на электроды, служили катализатором для УНТ и в процессе роста оставались на свободных концах УНТ. Присутствие этих частиц и позволило использовать ферромагнитный резонанс (ФМР) для возбуждения механических колебаний УНТ. Следует отметить, что обычный емкостной способ возбуждения практически невозможен, поскольку он требует размещения дополнительного электрода в непосредственной близости от массива УНТ. Параметры возбуждения ФМР промодулированы как на резонансной частоте кантилевера f_c , ~ 60 кГц так и на частоте колебаний

УНТ $f_{\text{НТ}} \sim 45$ МГц. Отметим, что данный способ возбуждения ФМР во многом аналогичен принципу, положенному в основу работы магнито-резонансных СЗМ [5]. В результате эффекта механического детектирования кантилевером при АСМ-сканировании массива УНТ наряду с топографическим изображением (Рис. 1 (в)) было получено изображение амплитуд колебаний отдельных УНТ массива [6]. Фиксируя острие зонда АСМ над выбранной УНТ и варьируя частоту $f_{\text{НТ}}$, удалось получить резонансные кривые отдельных УНТ, которые, в свою очередь, дают ценную информацию о механических свойствах этой наноструктуры, как высокочувствительного сенсора.

Следующий пример относится к весьма популярному в последнее время графену. Очевидно, что его уникальные свойства, как двумерной системы, могут быть изучены в полной мере лишь в случае его свободно состояния. Наличие подложки в той или иной степени влияет на характеристики графена, который перестает быть идеальной двумерной системой.

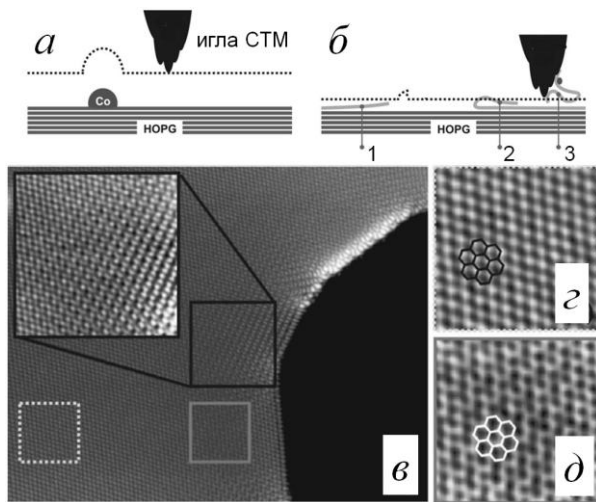


Рис. 3. Схема эксперимента по отслаиванию графена в сверхвысоком вакууме иглой СТМ при температуре 5 К: предварительное СТМ-сканирование поверхности ВОПГ с осажденными кластерами Co (а) и результат отшелушивания графена иглой СТМ (б). СТМ-изображение области размером $20 \times 16 \text{ нм}^2$ (в), полученное после проведения манипуляции с кластером Co. Врезка показывает увеличенное изображение области размером $5 \times 5 \text{ нм}^2$, соответствующее участку 1 на схеме (б). $2.5 \times 2.5 \text{ нм}^2$ СТМ-изображения кристаллических структур ВОПГ (з) и графена (д) с атомным разрешением; квадратами на (е) обозначены соответствующие участки.

Сканирующий туннельный микроскоп (СТМ) в эксперименте, схематически показанном на Рис. 3 (а, б) был использован как наноманипулятор для механического отслаивания графеновых слоев от кристаллического графита [7]. Причем графен отслаивался в сверхвысоком вакууме при низкой температуре 5 К, что исключает какое-либо его загрязнение. Поверхность высокоориентированного пиролитического графита (ВОПГ) с предварительно осажденными нанокластерами Co сканировалась СТМ для точной локализации кластеров (Рис. 3 (а)). Затем игла СТМ подводилась к кластеру ближе, (при достижении тока $\sim 2 \text{ нА}$ и ~ 70 -кратного уменьшения туннельного сопротивления). Кластер, «прикрепленный» к внешнему слою ВОПГ, перемещался иглой, отшелушивая графеновый слой (см. Рис. 3 (б)). В результате такой манипуляции удавалось получать отслоенные участки – свободно-подвешенный графен (1 на схеме Рис. 3 (б)). На Рис. 3 (д) приведено характерное СТМ-изображение атомарной структуры графена полученное с участка 1. Для сравнения на Рис. 3 (з) показано СТМ-изображение, типичное для ВОПГ, снятое на некотором удалении от места проведения манипуляции (пунктирный квадрат на Рис. 3 (в)). Последующие измерения с помощью туннельной спектроскопии, выполненные на таком СТМ-отслоенном графене характеризовались двумя экстремумами локальной плотности электронных состояний, аналогичными наблюдаемым в [8].

1. Volodin A., Ahlskog M., Seynaeve E., Van Haesendonck C., Fonseca A., and Nagy J.B., Phys. Rev. Lett. 84, 3342, (2000).

2. Volodin A., Buntinx D., Ahlskog M., Fonseca A., Nagy J. B., and Van Haesendonck, C. Nano Letters 4, 1775 (2004).

3. Volodin A., Van Haesendonck C., Tarkiainen R., M. Ahlskog, A. Fonseca, and J. B. Nagy, Appl. Phys. A, 72, S75 (2001).

4. Santini C.A., Volodin A., Van Haesendonck C., De Gendt S., Groeseneken G., and Vereecken P.M., Carbon 49, 4004 (2011).

5. Sidles J. A., Garbini J.L., Bruland K.J., Rugar D., Zuger O., Hoen S., and Yannoni C.S., Rev. Mod. Phys. 67, 249 (1995).

6. Volodin A., Santini C.A., De Gendt S., and Van Haesendonck C., Nano Letters submitted (2012)

7. Schouteden K., Volodin A., Moorkens T., and Van Haesendonck C., Carbon 49, 2258 (2011).

8. Li G., Luican A., Lopes dos Santos J.M.B., Castro Neto A.H., Reina A., Kong J., and Andrei E.Y., Nature Phys. 6, 109 (2010).

Обеспечение прослеживаемости к первичному эталону единицы длины при измерениях линейных величин методом СЗМ

К.В. Гоголинский¹, А.С. Усеинов¹, А.П. Кузнецов², В.Н. Решетов², С.С. Голубев³

¹ФГБНУ ТИСНУМ, Троицк

²НИЯУ МИФИ, Москва

³ФГУП ВНИИМС, Москва

nanoscan@newmail.ru

Определение метрологических характеристик сканирующих зондовых микроскопов и обеспечение достоверности осуществляемых ими измерений линейных размеров в нанометровом диапазоне является в настоящее время ключевым вопросом при использовании СЗМ для технологических применений, а также сертификации и контроля продукции наноиндустрии.

Применение тех или иных рельефных мер длины (TGZ, МШПС и др.) на сегодняшний день остается по сути единственным возможным способом передачи единицы длины СЗМ конечных пользователей. Для осуществления поверки и калибровки линейных мер необходима привязка их метрологических характеристик к определению единицы длины через длину волны лазерного излучения. Такая привязка может быть обеспечена лазерным интерферометром.

В ФГБНУ ТИСНУМ совместно с НИЯУ МИФИ создан измерительный сканирующий зондовый микроскоп на базе СЗМ «НаноСкан-3D» [1,2] с интегрированным трехкоординатным лазерным гетеродинным интерферометром.

Отличительной особенностью приборов серии «НаноСкан» от традиционных СЗМ является применение пьезорезонансного датчика-кантилевера камертонной конструкции с высокой изгибной жесткостью консоли (~20 кН/м) [3], а также алмазных наконечников (зондов). Контроль контакта острия наконечника с поверхностью осуществляется по двум параметрам: изменение амплитуды или частоты колебаний зонда. Резонансный режим работы обеспечивает высокую чувствительность зонда при контакте с поверхностью, в то время как высокая изгибная жесткость консоли позволяет проникать сквозь вязкий слой до упругого контакта с твердой поверхностью в процессе сканирования рельефа. Конструкция зонда позволяет использовать алмазные наконечники разных типов, в том числе токопроводящие. Перемещение исследуемых объектов в процессе измерений осуществляется с помощью трехкоординатного пьезоэлектрического наноманипулятора (сканера). Контроль перемещения проводится с помощью емкостных датчиков, интегрированных в наноманипулятор.

Основным источником погрешности в СЗМ является неточность определения положения объекта во время сканирования. Сигнал емкостных датчиков несет косвенную информацию о величине измеряемого перемещения и, следовательно, требует калибровки независимым способом. Также для емкостных датчиков характерна системати-

ческая погрешность из-за наличия паразитных емкостей в соединительных проводах и конструкции датчика [4].

В отличие от емкостных датчиков, при измерениях, осуществляемых лазерным интерферометром, имеет место привязка измеряемых геометрических размеров к определению единицы длины через длину волны лазерного излучения. Современные частотно стабилизированные He-Ne лазеры имеют относительную нестабильность оптической частоты (длины волны в вакууме) не хуже чем 1×10^{-8} . Метрологические лазеры калибруются по He-Ne/J₂-лазерам, стабилизированным по пикам йода, с относительным среднеквадратичным отклонением $2 \cdot 10^{-11}$. Поэтому лазерная интерферометрия в настоящее время становится основным средством передачи единицы длины в нанометровом диапазоне перемещений с абсолютной привязкой к Первичному эталону метра.

Интерферометр разработан как компактная встраиваемая система для проведения измерений в реальном времени и состоит из двух модулей: оптического блока, размещенного на раме микроскопа, и электронного блока, вынесенного за пределы термостатирующего и виброизолирующего бокса. Оптические элементы интерферометра собраны на массивной плите и защищены от пыли и механического повреждения съемной крышкой. В состав оптического блока входят: одночастотный стабилизированный He-Ne-лазер мощностью 1 мВт (длина волны $\lambda = 632,991084$ нм, относительная нестабильность оптической частоты за 8 часов работы не более $3 \cdot 10^{-9}$), акустооптический модулятор (АОМ), юстируемые оптические элементы (зеркала, трипель призмы, оптоволоконные коллиматоры). Юстировка зеркал осуществляется прецизионными угловыми подвижками с точностью выставления угла 30 угл. сек. He-Ne-лазер заключен в алюминиевый радиатор и удален от интерферометра для предотвращения влияния на измерения воздушных конвекционных потоков.

В основу системы обработки сигналов положена квадратурная схема прямого аналогоцифрового преобразования фазомодулированного сигнала с последующей цифровой обработкой информативных отсчетов в программируемой логической интегральной схеме (ПЛИС) (Cyclone III фирмы Altera).

Основные технические характеристики интерферометра и обеспечивающего его работу блока электроники приведены в Таблице 1.

Таблица 1

Характеристики интерферометра	
Диапазон измерений по осям XY (не менее)	±500 мкм;
Диапазон измерений по оси Z (не менее)	±50 мкм;
Разрешение по всем трем осям (не хуже):	0,01 нм;
Уровень собственных шумов интерферометра, СКО в полосе частот от 1Гц до 1 кГц (не более)	1 нм;
Неортогональность осей измерения перемещений	0,01 радиана;
Диапазон измеряемых сдвигов фаз	±1·10 ⁴ радиан
Разрешение системы измерения сдвига фазы	1·10 ⁻⁴ радиан;
Временное разрешение измерений	1 мс
Максимальная скорость сканирования	300 мкм/сек
Тепловыделение в рабочей области (не более)	5 Вт.

Для изучения метрологических характеристик созданного измерительного комплекса были исследованы тестовые решетки TGZ1, TGZ2, TGZ3 [5]. Полученные результаты сравнивались с аналогичными данными, полученными при калибровке этих же экземпляров мер в РТВ (Physikalisch-Technische Bundesanstalt, Германия) на метрологическом зондовом микроскопе [6]. Сравнение данных, полученных на отечественном измерительном зондовом микроскопе «НаноСкан-3Di» и результатов измерений РТВ приведено в Таблице 2.

Для всех трех мер значения, измеренные на СЗМ «НаноСкан-3Di», попали в 95% доверительный интервал, приведенный РТВ. СКО измеренных на СЗМ «НаноСкан-3Di» значений высот ступенек составило менее 1 нм.

Результаты, представленные в данной работе, демонстрируют, что разработанный измерительный комплекс на базе СЗМ «НаноСкан-3D» и трехкоординатного гетеродинного интерферометра обеспечивает точность и стабильность измерений, не уступающую лучшим мировым образцам.

Таблица 2

Мера	Сравнение результатов измерений мер серии TGZ	
	Высота ступеней, нм	
	НаноСкан-3Di	РТВ
TGZ1	18,1±0,2	18,4 ± 1,0
TGZ2	100,0 ± 0,4	101,1 ± 1,6
TGZ3	488,0 ± 0,9	489,0 ± 1,8

Работа проводилась при финансовой поддержке Министерства образования и науки Российской Федерации, ГК № 16.523.12.3003.

1. Гоголинский К. В., Львова Н. А., Усеинов А. С. Применение сканирующих зондовых микроскопов и нанотвердомеров для изучения механических свойств твердых материалов на наноуровне // Заводская лаборатория. 2007. Т. 73. № 6. С. 28–36.

2. В.В.Соловьев, В.Г.Лысенко, К.В.Гоголинский, Н.В.Иванникова, и др. Метрологический комплекс для измерения параметров рельефа и шероховатости поверхностей в нанометровом диапазоне // Законодательная и прикладная метрология – 2010 - №5 с.30-37

3. Баранова Е.О., Круглов Е.В., Решетов В.Н., Гоголинский К.В. Расчет напряженно-деформированного

состояния зонда при статических измерениях СЗМ НаноСкан // Датчики и системы № 3 (130), март 2010, с.49-52

4. Мещеряков В.В., Мещеряков А.В. Измерительные схемы для емкостных датчиков систем нанопозиционирования сканирующих зондовых микроскопов.// Датчики и системы № 3 (130) март 2010, с.46-48

5. С.С. Голубев, С.Н. Голубев. Прослеживаемость результатов измерений в нанометровом диапазоне к единицам Международной системы единиц физических величин // Измерительная техника - 2010 - №11 - С. 13-17

6. G. Dai, F. Pohlez, H.-U. Danzebrink, M. Xu, K. Hasche, G. Wilkening: Metrological Large Range Scanning Probe Microscope // Rev. Sci. Instr. 2004 Vol. 75, No 4, pp. 962-969

Структура и оптические свойства пленок фталоцианина меди, выращенных на подложках GaAs(001) разного типа легирования

А.Б. Гордеева¹, В.Л. Берковиц¹, Е.В. Гущина¹, А.В. Зиминов², Т.А. Юрре²

¹ Физико-Технический институт им. Иоффе РАН, С.-Петербург

² Санкт-Петербургский Технологический Институт, С.-Петербург

anastasiya.gordeeva@mail.ioffe.ru

Пленки полупроводниковых органических материалов – металлофталоцианинов активно применяются в настоящее время для создания электронных приборов малой себестоимости, в том числе и на гибких подложках. Способность к самоорганизации молекул фталоцианина меди (CuPc) и относительно-высокая проводимость соответствующих пленок позволяют использовать этот материал в качестве активной среды в полевых транзисторах, светоизлучающих диодах, фотовольтаических преобразователях. Эффективность работы таких устройств зависит от степени однородности пленки, подвижности носителей, качества образующихся гетеропереходов. Кроме того, максимальная эффек-

тивность каждого из этих приборов достигается лишь при определенных структурных параметрах пленки. Поэтому возможность управления структурными параметрами пленки CuPc в процессе ее формирования является ключевым условием создания высокоэффективных устройств органической электроники.

В работе исследовались пленки CuPc сформированные на подложках GaAs(001) разного типа легирования ($n\text{-}2\cdot 10^{18}\text{ см}^{-3}$ и $p\text{-}2\cdot 10^{18}\text{ см}^{-3}$) методом термовакuumного напыления. Давление в камере не превышало 10^{-4} Па. Измерения характеристик пленок проводились на воздухе.

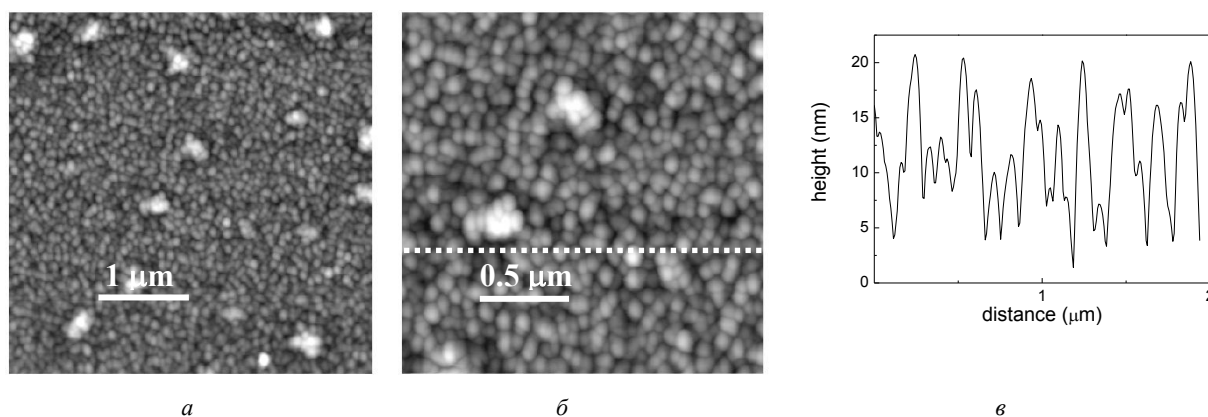


Рис. 1. АСМ изображения пленки CuPc на GaAs(001) $n\text{-}2\cdot 10^{18}\text{ см}^{-3}$ 4x4 мкм - (а) и 2x2 мкм - (б). Профиль поверхности, соответствующий штриховой линии - (в).

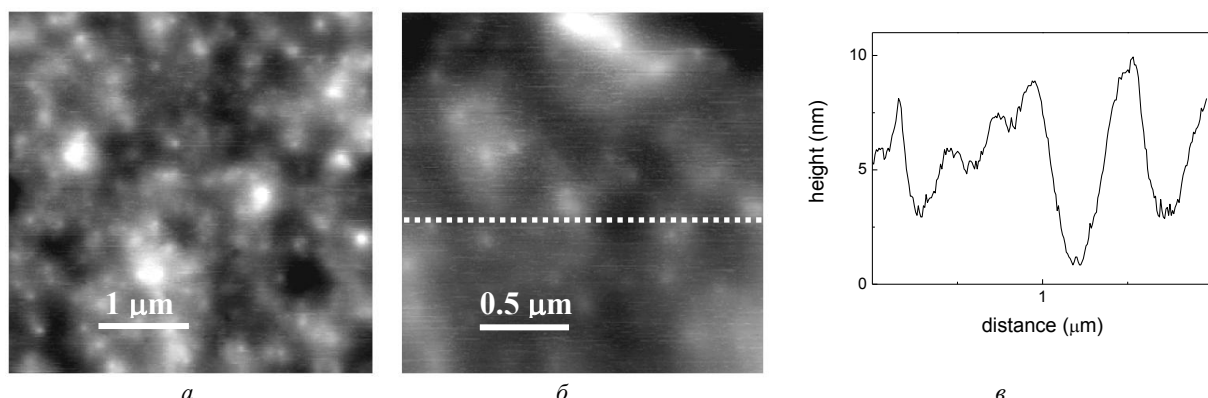


Рис. 2. АСМ изображения пленки CuPc на GaAs(001) $p\text{-}2\cdot 10^{18}\text{ см}^{-3}$ 4x4 мкм - (а) и 2x2 мкм - (б). Профиль поверхности, соответствующий штриховой линии - (в).

С помощью атомно-силового микроскопа (АСМ), работающего в резонансном режиме, исследовались структурные особенности пленок CuPc, полученных на начальных стадиях роста. На Рис. 1 представлены АСМ изображения пленки,

сформированной на $n\text{-GaAs}$. Можно видеть, что пленка имеет сравнительно однородную структуру, и состоит из столбчатых кристаллитов с радиусом порядка 50 нм. Аналогичная структура наблюдалась ранее для пленки CuPc, сформированной на

поверхности кремния с помощью электронного микроскопа. Эти измерения показали, что молекулярная укладка в пленке соответствует α -фазе, в которой плоскость адсорбируемых молекул образует угол 26° с подложкой [1].

На подложке р-типа (Рис. 2) обнаружены крупные, отдельно стоящие кристаллиты с радиусом порядка 200 нм, наличие которых характерно для β -модификации CuPc.

В нашей работе с помощью методики спектроскопии анизотропного отражения (АО) света также исследовались оптические свойства полученных пленок CuPc. Методика АО регистрирует нормированную разность коэффициентов отражения света с взаимно-ортогональными поляризациями, лежащими в плоскости подложки [2]

$$\Delta R/R = 2 \frac{R_{\parallel} - R_{\perp}}{R_{\parallel} + R_{\perp}}. \quad (1)$$

В эксперименте направления линейной поляризации \parallel и \perp совпадают с направлениями главных диэлектрических осей пленки. Ранее было показано, что пленки CuPc обладают оптической анизотропией, вследствие наклонного расположения молекул в них относительно плоскости подложки [3]. Для минимизации вклада кристаллической подложки GaAs общий сигнал АО, в оптических экспериментах исследовались пленки CuPc толщиной более 15 нм. При этом, толщина исследуемой пленки на n-GaAs по данным АСМ составляет 20 ± 5 нм. Пленка, нанесенная на p-GaAs, имеет столбчатый вид, высота столбцов достигает 50 нм.

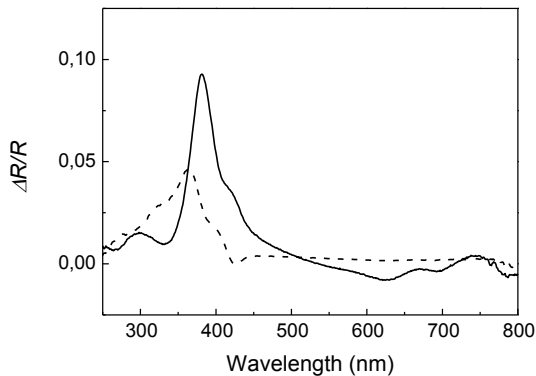


Рис.3. Спектры АО пленок CuPc на GaAs(001) $n \cdot 2 \cdot 10^{18}$ (сплошная линия), $p \cdot 2 \cdot 10^{18}$ (штриховая линия).

На Рис. 3 представлены спектры АО пленок CuPc, сформированных на поверхностях n- и p-GaAs(001) в одинаковых условиях напыления. В исследуемом диапазоне 250-800 нм доминируют сигналы АО в области В полосы (350-380 нм). Переходы в области Q (550-750 нм) и УФ полос проявляются существенно слабее. Приведенные спектры заметно отличаются друг от друга. Это согласуется с нашим предположением о том, что выращенные на подложках p- и n-GaAs пленки CuPc, имеют различную структуру. Как известно, полоса Q оптического поглощения в пленках CuPc расщеплена на две компоненты, положения которых в α -фазе соответствуют 628 и 691 нм с соотношением

амплитуд примерно 3/2 [4]. Для пленки β -фазы, линии смещаются на 643 и 724 нм соответственно, а соотношение амплитуд становится 3/4. В АО спектре пленки на n-GaAs (сплошная линия) положение отрицательных особенностей и соотношение их амплитуд полностью соответствуют α -фазе. В спектре АО пленки CuPc, выращенной на p-GaAs (штриховая линия), амплитуды особенностей в Q полосе одинаковы и близки к нулю. Для пленок, сформированных на подложках n-типа, доминирующая спектральная особенность в области В полосы имеет меньшую полуширину и большую интенсивность, что свидетельствует о более однородной структуре этих пленок и согласуется с Рис. 1,2.

Обнаруженная зависимость структуры пленки от типа легирования подложки обусловлена присутствием на поверхности GaAs(001) под слоем окисла положительно (отрицательно) заряженных дефектов для p- (n-) материала. Поле этих точечных дефектов сильно неоднородно на расстоянии 2-3 нм от поверхности, где происходит формирование пленки. Молекула CuPc, в которой центральный атом металла заряжен положительно, а отрицательный заряд распределен по кольцу, будет с большей вероятностью осажаться вблизи положительно-заряженных дефектов. В этом случае, как показывают расчеты, угол 45° между плоскостью адсорбируемой молекулы и плоскостью подложки, характерный для β -фазы, оказывается предпочтительнее. Можно предположить, поэтому, что крупные кристаллиты на поверхности p-подложки, характерные для β -фазы, формируются над заряженными дефектами поверхности. В то же время фиксация молекул над отрицательными центрами возможна при угле 26° . Выигрыш в энергии при этом меньше, и он уменьшается до нуля на расстоянии 3.5 нм от поверхности. Это объясняет обнаружение на n-GaAs более однородную пленку со структурой характерной для α -фазы.

Проведенные исследования показывают, что наличие на поверхности подложки точечных зарядов, их знак и распределение определяющим образом влияют на структурные характеристики формируемых пленок CuPc. Обнаруженный эффект может быть использован для создания методик управления структурой пленок MPC в процессе роста.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ №11-02-00162а и программы ОФН РАН «Фундаментальная оптическая спектроскопия и ее приложения».

1. O.Berger, W.-J. Fisher, B. Adolphi, S. Tierbach, V. Melvh and J. Schreiber J. Mater. Sci. Materials in electronics **11**, 331 (2000).
2. V.L. Berkovits, V.N. Bessolov, T.N. L'vova, V.I. Safarov, R.V. Khasieva and B.V. Tsarenkov, J. Appl. Phys., **70**(7) 3707 (1991).
3. В.Л. Берковиц, А.Б. Гордеева, В.А. Кособукин, Е.И. Теруков, Письма в ЖТФ Т.**38** (6) 68 (2012).
4. E. Lucia, F.D. Verdame, J.Chem.Phys. **48**(6), 2674 (1968).

Строение наночастиц на основе золота, никеля и платины, нанесенных на поверхность графита

А.К. Гатин, М.В. Гришин, А.А. Кирсанкин, Н.Н. Колченко, В.А. Харитонов, Б.Р. Шуб

Институт химической физики им. Н.Н.Семенова РАН, Москва

grishin@chph.ras.ru

Использование в качестве катализаторов металлических наночастиц позволяет резко увеличить эффективность химических превращений. Однако в большинстве случаев физико-химические характеристики наночастиц, используемых в качестве катализаторов, остаются неизвестными. В нашей работе методами сканирующей туннельной микроскопии и спектроскопии и Оже-спектроскопии были определены размеры и структура наночастиц Au, Ni и Pt, расположенных на поверхности высокоупорядоченного пиролитического графита (0001), их электронное строение и химический состав.

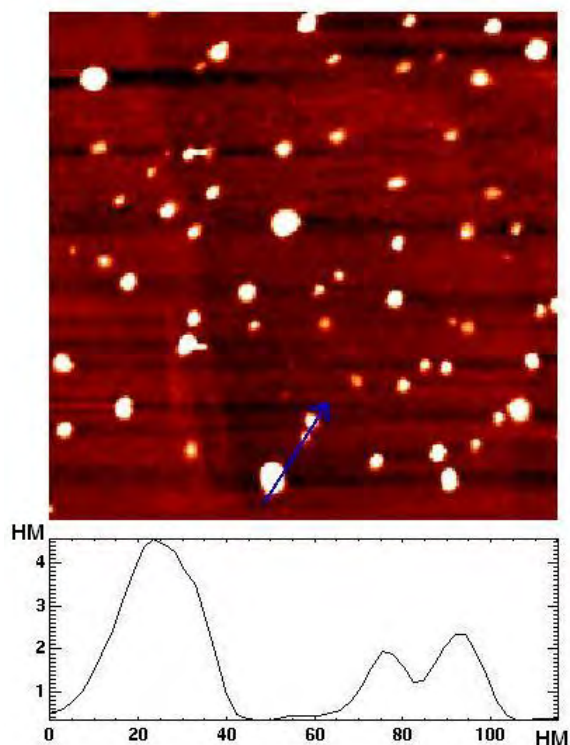


Рис.1. Вверху – единичные наночастицы на основе никеля, нанесенные на поверхность графита (размер кадра - 481 x 481 нм), внизу – профиль образца вдоль стрелки, указанной выше.

Для приготовления исследовавшихся нами образцов использовался метод лазерного электродиспергирования (ЛЭД), разработанный в ФТИ им. А.Ф.Иоффе [1]. Метод ЛЭД позволил дозированно нанести на поверхность пиролитического графита наночастицы золота, никеля и платины. Топографические измерения, выполненные в условиях сверхвысокого вакуума ($P = 1 \times 10^{-10}$ Тор) на сканирующем туннельном микроскопе (СТМ) «Omicron» (Германия), показали, что в за-

висимости от условий нанесения на поверхности графита могли формироваться покрытия как в виде тонких пленок, состоящих из наночастиц, так и изолированных наночастиц (Рис.1). Было установлено, что наночастицы имеют сферическую форму. Характерные значения диаметров наночастиц золота составляют 2-3 нм, в то время как значения диаметров наночастиц на основе никеля и платины колеблются в пределах от 2 до 20 нм.

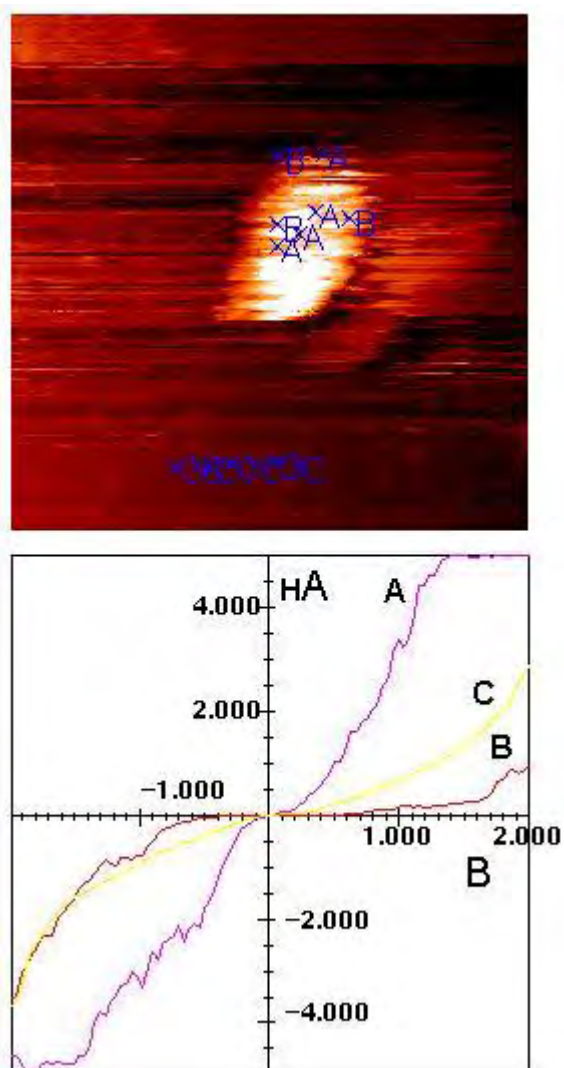


Рис.2. Вверху – топографическое изображение наночастицы на основе никеля; внизу – вольтамперные зависимости, измеренные на наночастице (А и В) и графите (С).

Измерения вольтамперных зависимостей наноконтакта СТМ в различных точках на поверхностях образцов, показали, что проводимость

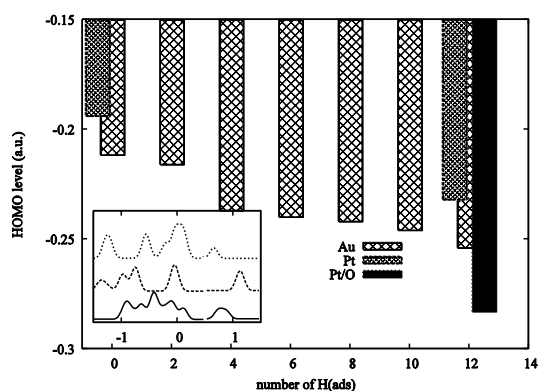


Рис.3. Зависимость положения уровня НОМО кластера Au₁₃ от количества адсорбированного водорода. Показано также положение НОМО для систем Pt₁₃, Pt₁₃@H₁₂, Pt₁₃@O₁₂, и на вставке — плотность состояний в окрестности уровня Ферми.

наночастиц золота превышает проводимость графита и соответствует чистому металлу. В то же время, вольтамперные зависимости наночастиц на основе никеля и платины, как правило, имеют участок с нулевой проводимостью $dI/dV = 0$, который обычно рассматривается как запрещенная зона. Это означает, что наночастицы никеля и платины окислены. Спектры Оже-электронов, полученные на Оже-спектрометре СМА-100 (Omicron Nanotechnology, Германия), подтвердили результаты туннельной спектроскопии, обнаружив присутствие кислорода в образцах, содержащих наночастицы никеля и платины. Было также установлено, что наночастицы на основе никеля и платины неоднородны по структуре: проводимость различных участков наночастиц может значительно отличаться (Рис.2).

Адсорбция молекулярного водорода на наночастицах золота приводит к снижению проводимости, а на наночастицах на основе никеля и платины — к увеличению проводимости. Результаты численного моделирования особенностей электронного строения (Рис.3), определяющих характер туннельного переноса электронов в наноконтакте, содержащем кластеры металлов, проведенные для систем Me₁₃@GN (Me = Au, Pt, G = H, O, N = 0-12), находятся в качественном согласии с экспериментальными данными. Примечательно, что водород адсорбируется на наночастицах золота даже при комнатной температуре, в отличие от упорядоченной поверхности монокристаллического золота. Рассчитанная энергия диссоциативной адсорбции H₂ на нанокластере Au₁₄ — 6.2

кКал/моль ($31.8 \text{ kJ/mol} = 7.6 \text{ кКал/моль}$ по результатам работы [2]). Основным фактором, определяющим активность наноструктурированного золота, представляется наличие значительного количества низкокоординированных атомов.

На примере изолированной наночастицы платины, покрытой оксидом, впервые была изучена кинетика ее взаимодействия с водородом. По вольтамперным зависимостям наноконтакта СТМ, измеренным непосредственно при напуске в камеру СТМ молекулярного водорода (суммарная экспозиция образца в H₂ составила около 1500 Ленгмюр, $1 \text{ Л} = 1 \times 10^{-6} \text{ Тор} \times \text{сек}$), были определены значения энергии активации (24 кКал/моль) и средний коэффициент прилипания водорода к поверхности наночастицы ($S=0.25$). Оценка значений энергии активации и коэффициента прилипания была сделана в предположении о линейной зависимости между шириной участка с $dI/dV=0$ и величиной заполнения поверхности наночастицы Pt кислородом и первом порядке реакции по кислороду (Рис.4).

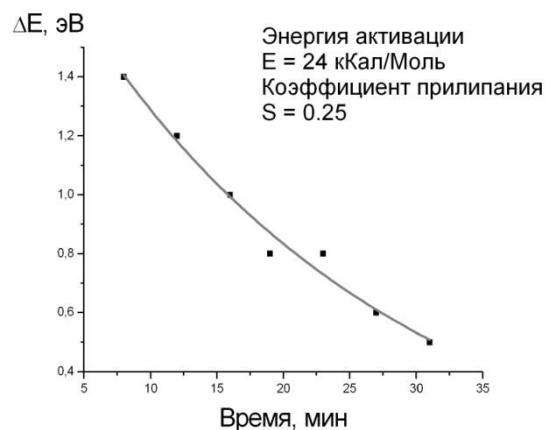


Рис.4. Зависимость ширины запрещенной зоны от времени (экспозиции).

Численные расчеты выполнены с использованием ресурсов МСЦ РАН.

Работа поддержана Российским фондом фундаментальных исследований, гранты №№ 10-03-00602, 11-03-00342, 11-03-00814 и 12-03-00176.

1. Kozhevnikov 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. B, 2000. V. 18. №3. P. 1402.

2. Barrio L., et al // J.Chem.Phys., 2006. V.125. P.164715.

Структура и электронное строение карборановых наночастиц

М.В. Гришин, В.А. Харитонов, В.Г. Слудский, Б.Р. Шуб

Институт химической физики им. Н.Н.Семенова РАН, Москва

grishin@chph.ras.ru

Карборановые наночастицы (КНЧ) – $(C_2B_{10}H_{12})_n$ относятся к классу энергоповышающих добавок. Уникальность свойств указанных наночастиц – высокое содержание бора, высокая плотность, инертность при комнатной температуре – определили повышенный интерес к ним. Физико-химические свойства наночастиц во многом определяются их структурой и электронным строением. Методами сканирующей туннельной микроскопии и спектроскопии в условиях сверхвысокого вакуума ($P = 1 \times 10^{-10}$ Тор) были определены геометрические размеры, форма и проводимость КНЧ.

Перед экспериментом КНЧ наносились на атомно-ровную поверхность пиролитического графита (0001) из аэрозоля, после чего образец помещался в камеру сканирующего туннельного микроскопа (СТМ) «Omicron» (Omicron Nanotechnology, Германия). Топографические измерения проводились в режиме постоянного тока при $I = 2-2,5$ нА и $V = 1-2$ В. В результате исследования было установлено, что КНЧ адсорбируются на графите хаотично в виде изолированных частиц. Был измерен характерный диаметр КНЧ – 20 нм, и установлена их форма – двояковогнутая линза (Рис.1).

Измерения зависимостей туннельного тока от напряжения на наноконтакте СТМ, проведенные на различных участках образца, содержащего ад-

сорбированные КНЧ, показало, что, в целом, проводимость и плотность электронных состояний пиролитического графита и КНЧ совпадают. На Рис. 2 приведены усредненные вольтамперные зависимости, измеренные на КНЧ (область А и соответствующая ему кривая А на Рис.2) и графите (область В, кривая В на Рис.2). Причина такого совпадения состоит в том, что при высокотемпературном ($T = 1150$ °С) газофазном пиролизе происходит полимеризация исходных молекул $C_2B_{10}H_4$ с образованием графеноподобной структуры.

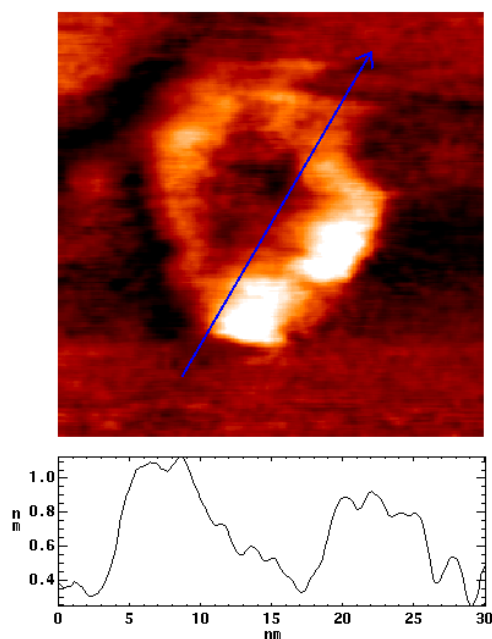


Рис.1. Вверху – топографическое изображение КНЧ, размер кадра – 34 x 34 нм; внизу – профиль поверхности образца, измеренный вдоль указанной линии.

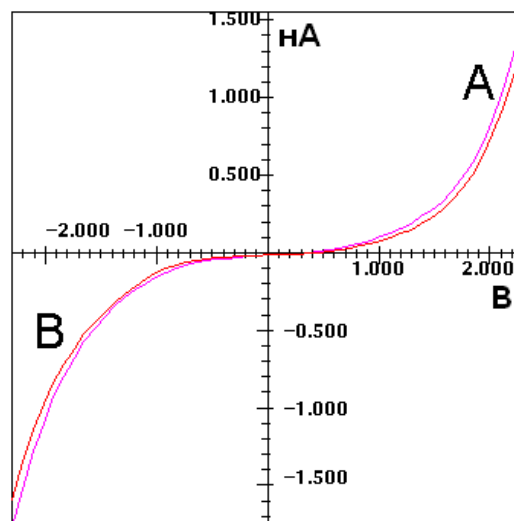
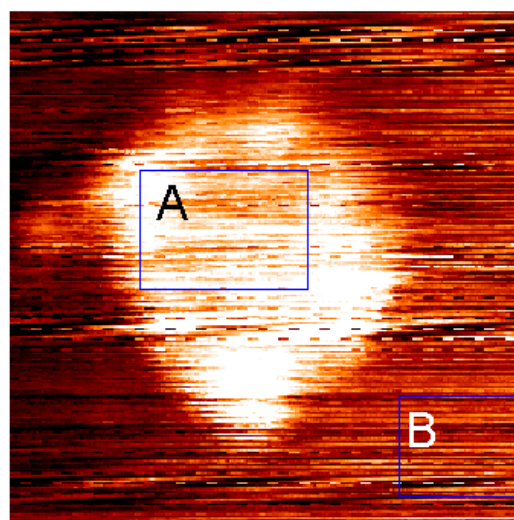


Рис.2. Вверху – топографическое изображение КНЧ, на котором выделены области усреднения спектров; внизу – вольтамперные зависимости, соответствующие КНЧ (кривая А) и графиту (кривая В).

Работа поддержана РФФИ, гранты № 10-03-00602, 11-03-342 и 12-03-00121.

Адсорбция кислорода и водорода на поверхности наноструктурированной пленки SnO₂

А.К. Гатин, М. В. Гришин, А.А. Кирсанкин, Л.И. Трахтенберг, Б.Р. Шуб

Институт химической физики им. Н.Н.Семенова РАН, Москва

grishin@chph.ras.ru

Явление изменения проводимости оксидов металлов при адсорбции на поверхность и десорбции газов с поверхности известно с 1962 года [1]. При адсорбции происходит изменение концентрации носителей заряда в зоне проводимости полупроводника. Например, для полупроводников n-типа, где основными носителями заряда являются электроны, адсорбция окислителя (кислорода) приводит к уменьшению концентрации электронов, и, следовательно, к уменьшению проводимости. Адсорбция восстановителей (водород, метан) на полупроводниках n-типа повышает концентрацию электронов и увеличивает проводимость полупроводника. Для полупроводников p-типа изменение проводимости при адсорбции на их поверхностях окислителей и восстановителей противоположно вышеуказанному [2-6].

В данной работе была использована пленка, состоящая из наночастиц диоксида олова (SnO₂). Этот полупроводник является одним из основных соединений, на основе которого изготавливаются тонкопленочные газовые сенсоры.

Топографические исследования наноструктурированной пленки SnO₂ были последовательно выполнены на атомно-силовом микроскопе «Solver HV» (ИТ-МДТ, Россия) на воздухе и сканирующем туннельном микроскопе (СТМ) «Omicron» (Omicron Nanotechnology, Германия) в условиях сверхвысокого вакуума ($P = 1 \times 10^{-10}$ Тор). Было установлено, что размер наночастиц диоксида олова варьируется в пределах 10-40 нм. Наночастицы образуют сплошное покрытие с единичными порами диаметром не более 10 нм (Рис.1).

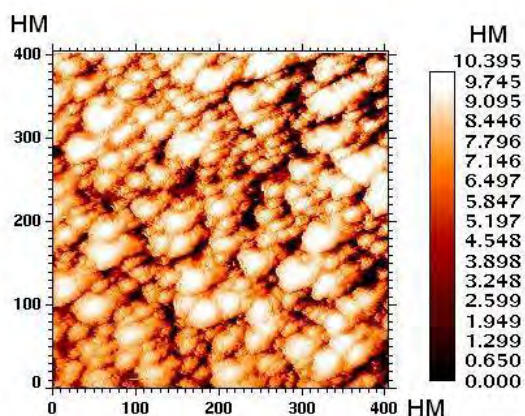


Рис.1. Топографическое изображение участка поверхности пленки SnO₂.

Вольтамперные зависимости туннельного наноконтакта СТМ, измеренные на нескольких

участках пленки для различных наночастиц SnO₂, покрытых адсорбированным кислородом, демонстрируют характерную особенность – участок с нулевой проводимостью $dI/dV = 0$, который обычно отождествляют с запрещенной зоной. Ширина участка с нулевой проводимостью варьируется в пределах 2-4.5 эВ. Величины туннельного тока для различных кривых близки при отрицательных значениях напряжения смещения и сильно различаются при положительных (Рис.2).

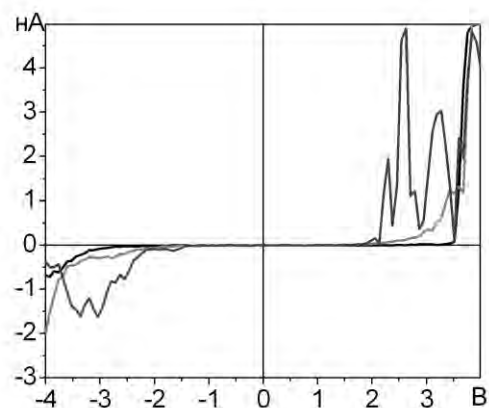


Рис.2. Вольтамперные зависимости наноконтакта СТМ, измеренные на различных участках наноструктурированной пленки диоксида олова после адсорбции кислорода.

Обнаружение на вольтамперных зависимостях достаточно широкого участка с нулевой проводимостью соответствует модели взаимодействия полупроводника n-типа с окислителем. При адсорбции молекулярного кислорода на поверхности пленки SnO₂, он диссоциирует на дефектах на атомы O, которые являются более глубокими ловушками электронов, по сравнению с кислородными вакансиями в оксиде, захватывают электроны, и резко уменьшают их концентрацию в зоне проводимости. Вследствие этого на спектроскопических зависимостях участок с нулевой проводимостью увеличивается до 4 эВ.

Было установлено, что при облучении наночастиц SnO₂ светом с длиной волны 600-640 нм проводимость наноконтакта СТМ, включающего наночастицы, резко возрастает за счет генерации носителей заряда и заселении ими зоны проводимости наночастицы.

Взаимодействие молекулярного водорода (экспозиция 2000 Ленгмюр, $1 \text{ Л} = 1 \times 10^{-6}$ Тор x сек) с адсорбированным на образце кислородом приводит к изменению вольтамперных зависимо-

стей, что отражает изменение электронного строения пленки SnO₂. При адсорбции H₂, ионы кислорода вступают с ними в реакцию с образованием молекул H₂O, которые десорбируются с поверхности в газовую фазу. При этом захваченные электроны освобождаются и переходят в зону проводимости полупроводника. Измеренные непосредственно после напуска водорода вольт-амперные зависимости демонстрируют уменьшение участка с нулевой проводимостью до 2-2.5 эВ (Рис.3, сверху). Однако повторные измерения, проведенные спустя 24 часа, показали, что запрещенная зона полностью исчезла. Это означает, что поверхность пленки SnO₂ освободилась от адсорбированного кислорода и вновь синтезированной воды, что подтверждается полученными спектрами: вольт-амперные зависимости не имеют участка с нулевой проводимостью и единообразны по всему исследованному участку поверхности образца (Рис.3, внизу).

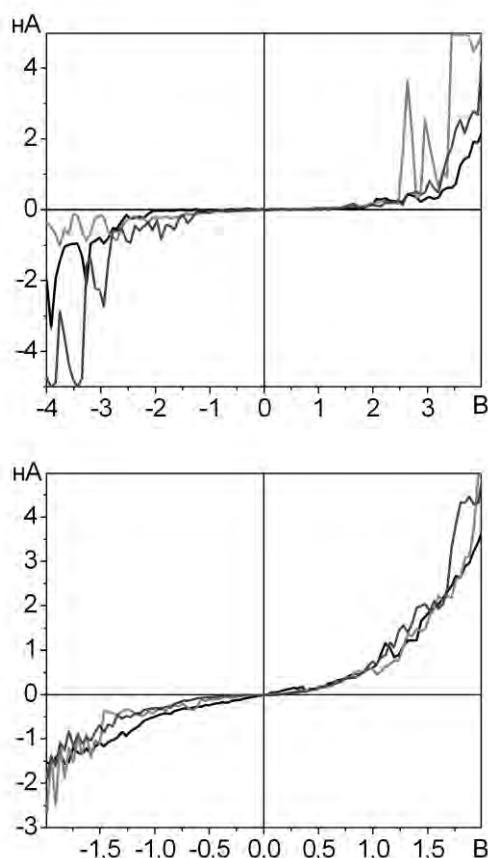


Рис.3. Вольт-амперные зависимости наноконтакта СТМ, полученные непосредственно после экспозиции 2000 Дж в атмосфере молекулярного водорода (сверху) и спустя 24 часа (внизу).

Полученные методом сканирующей туннельной микроскопии и спектроскопии данные

об электронном строении наноструктурированной пленки SnO₂ коррелируют с результатами Оже-спектроскопии. Спектры Оже-электронов были измерены на Оже-спектрометре СМА-100 (Omicron Nanotechnology, Германия) для пленки диоксида олова, покрытой адсорбированным кислородом (1) и восстановленной молекулярным водородом (2). Сравнение этих спектров позволяет зафиксировать сдвиг линии перехода M₅N_{4,5}N_{4,5} и M₄N_{4,5}N_{4,5} в атомах Sn на величину порядка 2 эВ в сторону больших энергий, что соответствует понижению степени окисления олова, т.е. «уходу» кислорода из рассматриваемой системы (Рис.4).

Рис.4. Оже-электронные спектры, измеренные на поверхности пленки SnO₂, после экспозиции в кислороде (сверху) и водороде (внизу) (кривые произвольно смещены по оси ординат). Вертикальные линии соответствуют реперным пикам углерода (272 эВ) и кислорода (503 эВ).

Работа поддержана Российским фондом фундаментальных исследований, гранты №№ 10-03-00602, 11-03-00274, 11-03-00342 и 12-03-00176.

1. Seiyama T., Kato A., Fujiishi K., Nagatani M. // *Anal. Chem.* 1962. V.34. P.1502.
2. Yamazoe N., Fuchigami J., Kishikawa M., Seiyama T. // *Surf. Sci.* 1979. V.86. P.335.
3. Barsan N., Schweizer-Berberich M., Göpel W. // *Fresenius J. Anal. Chem.* 1999. V.365. P.287.
4. Barsan N., Weimar U. // *J. Phys. Cond. Matt.* 2003. V.15. P.R813.
5. Fine G.F., Cavanagh L.M., Afonja A., Binions R. // *Sensors.* 2010. V.10. P.5469.
6. Izydorczyk W., Adamowicz B. // *Optica Applicata.* 2007. V.XXXVII. N.4. P.377.

Туннельная спектроскопия гетерополисоединений

Ф.И. Далидчик, Б.А. Буданов, Е.М. Балашов, С.А.Ковалевский

Институт химической физики им. Н.Н. Семенова РАН, Москва

domfdal@mail.ru

Гетерополисоединения (ГПС) – обширный класс неорганических кислот и их солей с легко и широко варьируемыми свойствами. Давно известные как эффективные катализаторы, эти соединения сегодня изучаются как новые перспективные наноматериалы, область возможных применений которых охватывает почти все направления нанотехнологий. Значительная роль, которая отводится сегодня ГПС в науке, технике и медицине, диктует необходимость их изучения на современном «одномолекулярном» уровне, уже освоенном для фуллеренов, трубок, квантовых точек и других наноструктур (НС). По основным параметрам, геометрическим и электронным, молекулы ГПС подобны упомянутым НС, однако результаты их туннельного зондирования оказываются иными. Так, на топографических СТМ - изображениях молекул ГПС часто видны «не те ионы». (При отрицательной полярности токи оказываются максимальными не над ионами кислорода, но над ионами металлов с незаполненными уровнями [1]). Туннельные спектры всех изучавшихся ГПС имеют резонансные особенности «не той формы». (Вместо ступенек, которые обычно наблюдаются на J-V кривых, измеренных для наноконтактов содержащих НС, туннельные спектры ГПС содержат пики, т.н. «отрицательные дифференциальные сопротивления», ОДС [2]). Причины столь существенных отличий долгое время не были известны. Как следствие, для ГПС возможности туннельных методов зондирования остаются нереализованными.

Во всех известных нам работах, в которых при изучении ГПС применялись методы СТМ-СТС, эксперименты ставились на воздухе. В этих работах было установлено, что независимо от базовых значений токов и напряжений (при $J^* \sim 10^2$ нА, $V^* \sim 2$ В) и независимо от выбора соединения и положения молекул в наноконтакте (на острие СТМ или на подложке) туннельные спектры ГПС содержат ОДС только на отрицательной полуоси V. Было замечено, что напряжения V_0 , которым соответствуют локальные максимумы токов, коррелируют с ширинами «запрещённых» зон, ϵ_g , и каталитической активностью исследовавшихся соединений. Однако механизм формирования ОДС в туннельных спектрах ГПС, равно как и природа обнаруженных корреляций остались невыясненными.

Спектроскопическая информация, полученная в первых сверх высоковакуумных экспериментах по туннельному зондированию ГПС, позволила установить особенности туннельного транспорта электронов в наноконтактах, содержащих ГПС, и дать ответы на стоявшие вопросы. Методика наших ВВ измерений туннельных спектров ГПС, исключая

щая возможность замыкания наноконтакта СТМ водяным мостиком, приведена в работе [3]. В этих экспериментах было установлено, что

1. одиночные ОДС могут быть равновероятно обнаружены на обеих полуосях напряжений, причём, в отдельных случаях спектры содержат парные ОДС, симметрично или асимметрично расположенные относительно начала координат;

2. напряжения V_0 зависят от выбора J^* и V^* , которыми определяются значения вакуумного зазора z , при этом $d|V_0|/dz > 0$;

3. в случае малых фоновых токов симметричные парные ОДС наблюдаются при $|V_0| \sim 3$ В и характеризуются аномально большими (порядка 10^2) отношениями «пик-долина» (Рис.1);

4. при базовых значениях напряжений $V^* \approx V_0$ на J – z зависимостях наблюдаются острые пики с полуширинами $\delta z \sim 1 - 3$ Å;

5. при малых токах в спектрах наблюдаются серии эквидистантных ОДС с «растущими», «спадающими» или «колоколообразными» огибающими (Рис.2);

6. все разрешённые по шкале напряжений максимумы имеют симметричную форму линии, близкую к лоренцевской кривой.

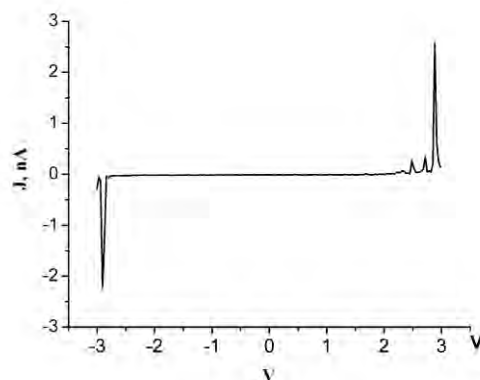


Рис. 1. Симметричная пара ОДС с аномально большими отношениями «пик-долина» ($K_{\text{одс}} \approx 10^2$).

Анализ всех известных результатов по туннельному зондированию ГПС, безвакуумному и ультра высоковакуумному ($P < 10^{-9}$ торр.), приводит к выводу, что все основные особенности спектров и изображений этих «естественных» наночастиц связаны с действием сильных полей, типичных для экспериментов с СТМ ($F \sim 10^7$ В/см, $F \sim V/L$, $V \sim 2-3$ В, $L = (z + D) \sim 1-3$ нм, L – расстояние между поверхностью и острием, D – характерный размер молекулы). В столь сильных электрических полях спектр электронных состояний ГПС вблизи уровня Ферми претерпевает качественные изменения. Здесь формируются две группы дискретных

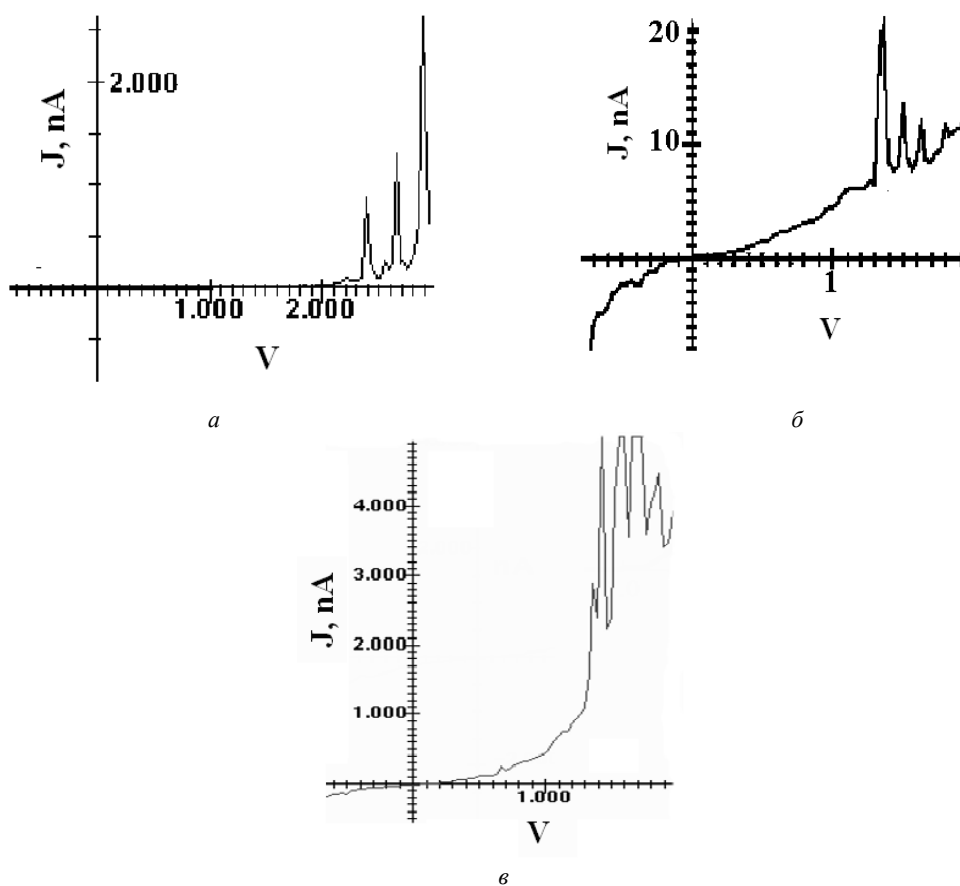


Рис. 2. Эквидистантные (колебательные) серии ОДС с растущей (а), убывающей (б) и колоколообразной (в) огибающими.

уровней, образующих т.н. «лестницы Штарка», разнесённые по энергии на ϵ_g . Соответствующие состояния оказываются локализованными на периферийных ионах кислорода и металла, что открывает (при $V = V_0$) каналы двухцентрового резонансного туннелирования, экспоненциально просветляющие наноконтакт. Модель локализации, сопровождающейся увеличением параметров электронно-колебательной связи, α_{e-v} , даёт простое объяснение всей совокупности известных экспериментальных данных по туннельному зондированию ГПС. Как следствие, становится возможным восстановление по туннельным спектрам трёх электронно-колебательных параметров молекул ГПС - ширины «запрещённых зон», ϵ_g , колебательных квантов,

$\hbar\omega$, и постоянных электронно-колебательных взаимодействий, α_{e-v} . Для фосфорно-молибденовой кислоты ($H_3PMo_{12}O_{40}$) эти параметры, восстановленные по результатам ВВ спектроскопических измерений, равны 2 эВ, 0,12 эВ и (0,6 – 0,9), соответственно.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (Грант №11-03-00494, грант №12-03-00512)

1. Ruben M., Lehn J.M., Muller P. // Chem. Soc. Rev. 2006. V. 35. P. 1.
2. Song I.K., Lyons J.E., Barteau M.A. // Catal. Today. 2003. V. 81. P. 137.
3. Далидчик Ф. И., Балашов Е. М., Буданов Б. А. и др. // Химическая физика. 2010. Т. 29. № 11. С. 29-36.

Возможности ионопучковых методов диагностики планарных наноструктур

В.К. Егоров¹, Е.В. Егоров¹, М.С. Афанасьев²

¹ИПТМ РАН, Черноголовка

²ИРЭ РАН, Фрязино

egorov@iptm.ru

Ионопучковая диагностика материалов в России представляется экзотической аналитической технологией вследствие практического отсутствия в исследовательских лабораториях соответствующего инструментария. В то же время ионопучковые аналитические методы предоставляют исследователям целый ряд уникальных диагностических технологий для **недеструктивных** исследований планарных структур с наноразмерной флуктуацией элементного состава [1,2]. В отличие от электронно-зондовых методов ионопучковая спектроскопия не требовательна к наличию проводимости исследуемых объектов. Она характеризуется непосредственностью и абсолютностью количественной элементной диагностики материалов. Методы ионопучкового анализа ориентированы на построение элементных концентрационных профилей по толщине изучаемых мишеней со стандартным разрешением по глубине на уровне 10 нм (в специальных условиях на уровне 2 нм) на глубину от 2 до 20 микрометров, в зависимости от средней плотности материала этих мишеней. Диагностируется весь элементный ряд от урана до водорода. Выполняется изотопный анализ без радиоактивного загрязнения материалов.

Базовым методом ионопучкового анализа материалов является метод резерфордовского обратного рассеяния (РОР) ионов гелия и водорода [3].

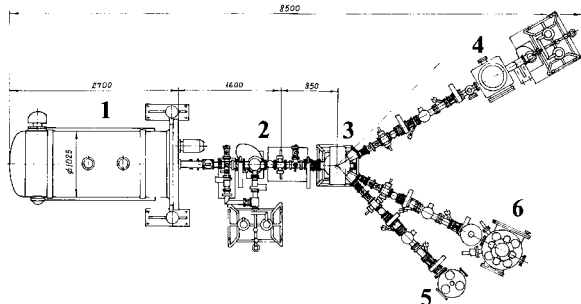


Рис. 1. Общая компоновка узлов аналитического комплекса Сокол-3: 1 – ЭСУ-2; 2 – ионопровод; 3 – аналитический магнит; 4 – камера РОР; 5 – камера для измерений ядер отдачи; 6 – камера для рентгенофлуоресцентных и оптико-люминесцентных измерений.

На рисунке 1 показана схема расположения основных узлов ионопучкового аналитического Комплекса Сокол-3. Важнейшим узлом Комплекса является электростатический генератор Ван де Граафа, позволяющий создавать потоки ионов H^+ и He^+ в интервале энергий 0.05-2.0 МэВ с энергетическим разбросом $\Delta E=0.1\div 0.3$ кэВ. Генератор позволяет варьировать величину ионного тока в интервале $0.1\div 50000$ нА ($6\cdot 10^8\div 3\cdot 10^{13}$ ион/сек) с

диаметром пучка на образце 0.1-5 мм. Аналитическая камера Комплекса оснащена двухдетекторной системой параллельной регистрации ионов, рассеянных ядрами атомов исследуемых объектов, а также продуктов ядерных реакций. Использование двухдетекторной схемы регистрации с установкой детекторов под разными углами к направлению распространения первичного потока ионов позволяет полностью устранить возможность ошибки при построении элементных концентрационных профилей по толщине мишени. В качестве примера на рисунке 2 показаны спектры РОР ионов $^4He^+$ ($E_0=1.5$ МэВ) на мишени Nb/Si, зарегистрированные в параллельном режиме для углов рассеяния $\theta_1=167^\circ$ и $\theta_2=125^\circ$.

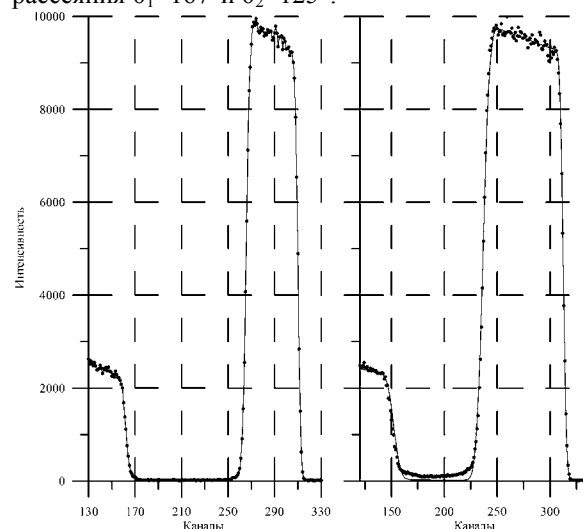


Рис. 2. Экспериментальные и теоретические спектры РОР ионов $^4He^+$ ($E_0=1.5$ МэВ) для мишени Nb/Si, полученные на Сокол-3. Углы рассеяния 167 и 125 градуса. Толщина пленки Nb 135.2 ± 0.7 нм.

Метод резерфордовского обратного рассеяния является абсолютным аналитическим методом, т.е. не требует использования стандартных образцов, поскольку точно известно число упавших на мишень ионов, число ионов, зарегистрированных для определенной геометрической конфигурации расположения детектора, а также вследствие наличия табулированных данных по торможению ионов в материале [4]. Для аппроксимации полученных спектров имеются компьютерные программы [5,6], хотя обработка спектров может быть выполнена и в ручную [7].

Кроме метода РОР на Комплексе Сокол-3 реализован метод нерезерфордовского рассеяния, методы прямых ядерных реакций, ядер отдачи, оптической ионolumинесценции, а также канали-

рования ионов в монокристаллических и эпитаксиальных мишенях. Эти методы не являются абсолютными и обычно используются в качестве полезных дополнений к методу Резерфордовского обратного рассеяния. Например, метод ядер отдачи позволяет принципиально дополнить сведения о мишени, полученные методом РОР, в плане определения концентрационного профиля атомов водорода в приповерхностной области мишени толщиной до 1 микронметра с разрешением около 30 нм.

Методы нерезерфордовского рассеяния и ядерных реакций резко повышают диагностические возможности метода РОР при определении легких элементов в структуре. Метод ионolumинесценции позволяет получать некоторые сведения о зонной структуре материалов и кинетике релаксации возбуждения кристаллической решетки. Каналирование ионов позволяет исследовать структурные особенности монокристаллов и планарных эпитаксиальных мишеней.

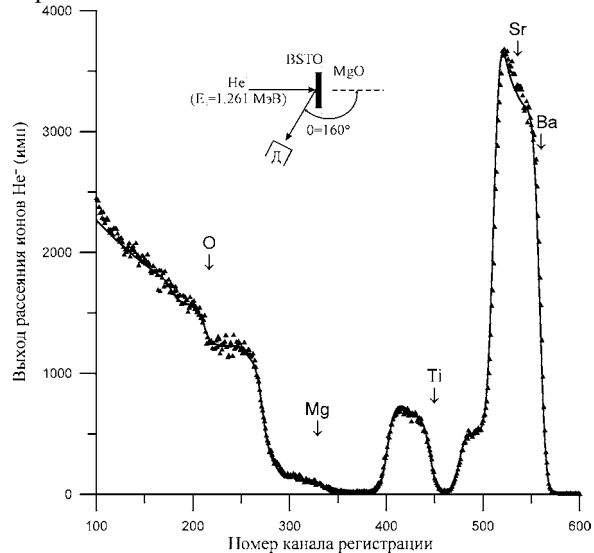


Рис. 3. Теоретические и экспериментальные спектры РОР $Ba_{1-x}Sr_xTiO_3/MgO$. Стрелками отмечены энергии рассеяния для ядер атомов на поверхности мишени.

Таблица 1

Распределение элементов по глубине для спектра, представленного на рисунке 3.

№ слоя	Толщина слоя (нм)	Элементный состав, усредненный по объему слоя
1	83±2	$Ba_{0.72}Sr_{0.27}Ti_{10.88}Mg_{0.6}O_{3.2}$
2	83±3	$Ba_{0.8}Sr_{0.25}Ti_{1.05}Mg_{0.92}O_{2.8}$
Подложка	∞	$Mg_{1.3}O_{1.0}$

В настоящее время проводятся работы по восстановлению метода рентгенофлуоресцентного анализа при ионном возбуждении. Актуальность совместных РОР и РФА измерений иллюстриру-

ется рисунками 3 и 4, на которых приведены спектры РОР и РФА при рентгеновском возбуждении для эпитаксиальной структуры $Ba_{1-x}Sr_xTiO_3/MgO$. Спектр РОР позволяет определить элементный концентрационный профиль по толщине пленки, а РФА данные дают представление об элементном примесном составе.

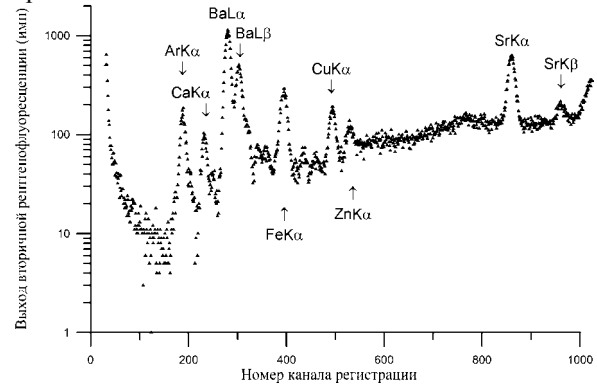


Рис. 4. Спектр РФА $Ba_{1-x}Sr_xTiO_3/MgO$, полученный при возбуждении потоком $MoK\alpha$. Спектр показывает наличие примесей в мишени.

В работе представлены исчерпывающие характеристики перечисленных выше ионопучковых диагностических методов с детальным обсуждением результатов экспериментальных исследований, полученных на ионопучковом аналитическом комплексе Сокол-3 ИПТМ РАН, построенном на базе электростатического генератора Ван де Граффа ЭСУ-2.

1. Bird J.R., Williams J.S. Ion beams for materials analysis. – Sidney: Academic press, 1989. - 721 p.
2. Егоров В.К., Егоров Е.В. Ионопучковые методы неразрушающего количественного контроля наноструктур // Материалы 10 международной научно-технической конференции «Высокие технологии в промышленности России», Москва: Техномаш. 2004. стр. 82-103.
3. Chu W.K., Mayer J.M., Nicolet M.A. Backscattering Spectrometry. - New York: Academic Press, 1978. - 384 p.
4. High Energy Ion Beam Analysis of Solids / eds. by G. Gotz, K. Gartner. - Berlin: Academic-Verlag, 1988. – 376 p.
5. Kotai E. Computer methods for analysis and simulation of RBS and ERDA spectra // Nucl. Inst.&Meth. 1994. B85. P. 588-596.
6. Doolittle L.R. Algorithm for the rapid simulation of Rutherford Backscattering spectra // NIM. 1985. B9. P. 344-351.
7. Комаров Ф.Ф., Кумахов М.А., Ташлыков И.С. Неразрушающий анализ поверхностей твердых тел ионными пучками. - Минск: изд. Университетское. 1987. - 256 с.

Двумерный электронный газ с большим Рашбовским расщеплением на поверхности BiTeCl

С.В. Еремеев^{1,2}, Ю.М. Коротеев^{1,2}, И.А. Нечаев², Е.В. Чулков^{3,4}

¹Институт физики прочности и материаловедения СО РАН, Томск

²Томский государственный университет, Томск

³Donostia International Physics Center (DIPC), Spain

⁴Departamento de Física de Materiales and Centro Mixto CSIC-UPV/EHU, Facultad de Ciencias Químicas, Spain

eremeev@ispms.tsc.ru

В последние годы наблюдается возрастающий интерес к исследованиям двумерных электронных систем с заданными и управляемыми свойствами, формирующихся на поверхности, в тонких плёнках и многослойных наносистемах. Наибольший интерес представляет двумерный электронный газ (2DEG) со спин-орбитальным взаимодействием (СОВ) Рашбы [1], приводящим к снятию вырождения по спину. Такая система является особенно привлекательной в контексте приложений спинтроники, так как благодаря СОВ существует возможность управления спином с помощью приложенного извне электрического поля [2,3]. Однако в известных на сегодня 2DEG спиновое расщепление, обусловленное СОВ Рашбы, слишком мало для практического использования в устройствах спинтроники, так как требует низких рабочих температур, а также сверхвысокой чистоты материала, чтобы избежать рассеяния носителей с переворотом спина. Состояния, обладающие значительным расщеплением Рашбы существуют на нескольких металлических поверхностях, в ультратонких плёнках металлов и в поверхностных сплавах. Однако, в отличие от полупроводниковых 2DEG, их спиновое расщепление не может регулироваться внешним электрическим полем, что делает такие системы непригодными для реальных устройств.

Недавно было экспериментально обнаружено [4], что большое спиновое расщепление реализуется в объёмной зоне проводимости соединения BiTeI , что и обусловило наш интерес к исследованию поверхностей теллуридогалогенидов висмута.

В настоящей работе на основе первопринципных расчётов [5-7] мы показываем, что на теллуровом окончании поверхности BiTeCl реализуется 2D электронная система с большим расщеплением Рашбы.

Соединение BiTeCl имеет гексагональную кристаллическую структуру (пространственная группа $R\bar{6}3mc$) [8], характеризуется сильной ионной связью и выраженной трёхслойной структурой, где расстояния между трёхслойными блоками Te-Bi-Cl в полтора раза превышают расстояния внутри этих блоков (Рис. 1).

Объёмный зонный спектр демонстрирует большое спиновое расщепление, как в валентной зоне ($k_0 \sim 0.06 \text{ \AA}^{-1}$), так и в зоне проводимости ($k_0 \sim 0.04 \text{ \AA}^{-1}$) в окрестности точки Γ . Валентная

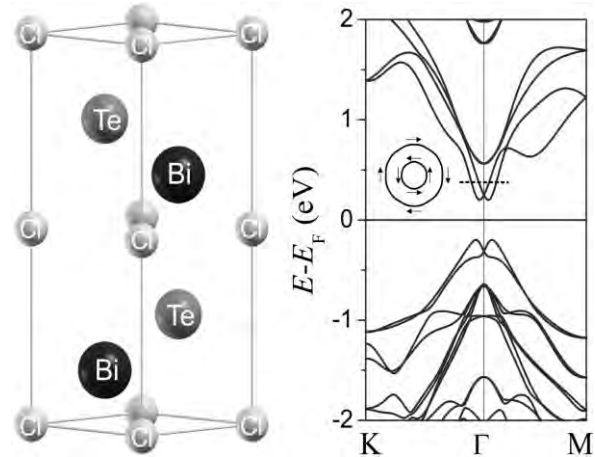


Рис. 1. Атомная кристаллическая структура (слева) и объёмный электронный спектр BiTeCl (справа).

зона образована преимущественно состояниями хлора, а состояния висмута лежат в основном в зоне проводимости. Теллуридные состояния имеются на обоих краях щели. Сечение постоянной энергии, показанное на вставке, демонстрирует практически полное отсутствие ГК/ГМ анизотропии для состояний формирующих дно зоны проводимости. Данные состояния (как и состояния формирующие вершину валентной зоны) полностью поляризованы в гексагональной плоскости. Направление спина во внешней ветви спин-расщеплённого состояния соответствует вращению по часовой стрелке, во внутренней – против (вставка на Рис. 1).

Поверхность в данном соединении будет образовываться раскалыванием по плоскости между двумя соседними трёхслойными блоками. При этом будут формироваться поверхности как с теллуровым, так и с хлорным окончанием. На хлорном окончании поверхности положительный сдвиг поверхностного потенциала приводит к отщеплению края валентной зоны и формированию в щели двух пар спин-расщеплённых состояний с отрицательными эффективными массами. Данные поверхностные состояния существенно анизотропны, ниже точки вырождения ветви с противоположным направлением спина лежат близко друг к другу и спиновая поляризация имеет значительный z -вклад.

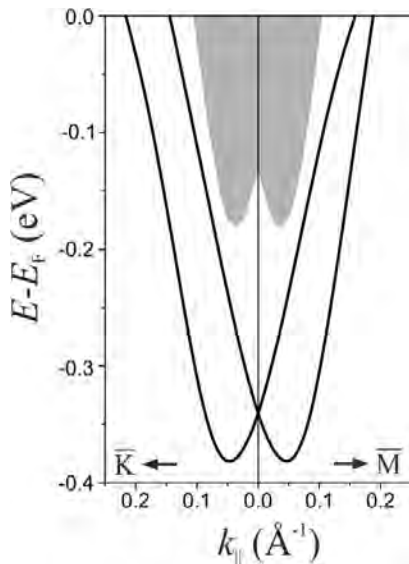


Рис. 2. Электронная структура теллурического окончания поверхности BiTeCl(0001): сплошная линия – спин-расщеплённое поверхностное состояние, серая область – объёмная зона проводимости.

На теллурическом окончании поверхности происходит отщепление края зоны проводимости, приводящее к формированию одиночного поверхностного состояния с Рашбовским расщеплением. Это поверхностное состояние, формирующееся орбиталями поверхностных атомов теллура и подповерхностных атомов висмута, лежит в достаточно широкой запрещенной зоне и в большом интервале энергий не пересекается с объёмными состояниями. В данном интервале лежат обе ветви спин-расщеплённого поверхностного состояния с почти изотропной параболической дисперсией (Рис. 2). Спиновое расщепление состояний характеризуется Рашбовским параметром $\alpha_R = 1.76$ (1.78) eV·Å в направлениях $\bar{\Gamma}-\bar{K}$ и $\bar{\Gamma}-\bar{M}$, соответственно. Найденное Рашбовское расщепление более чем на порядок превосходит значения, полученные ранее для состояний 2DEG в полупроводниковых структурах, например в квантовых ямах InGaAs/InAlAs (0.07 eV·Å) [9] и InSb/InAlSb (0.09 eV·Å) [10]. Данная 2D система образуется электронами в состояниях, которые отщепляются от зоны проводимости и наследуют их спиновое расщепление и спиновую структуру.

Мы также анализируем динамику квазичастиц в рамках G^0W^0 приближения и показываем, что данное поверхностное состояние обладает значительной спиновой асимметрией спектральной функции в различных спиновых ветвях поверх-

ностного состояния (Рис. 3), а соответственно и разной длиной свободного пробега для состояний с различным направлением спина, которая может управляться внешним электрическим полем.

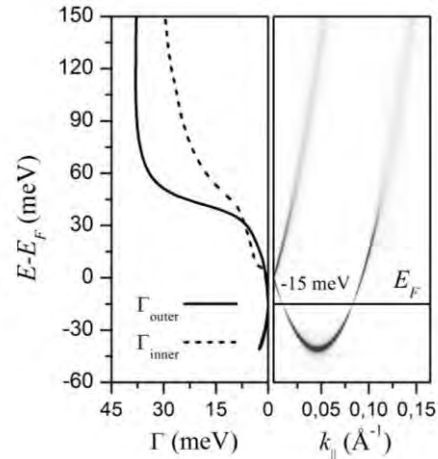


Рис. 3. Ширина спектральной функции квазичастиц Γ в 2DEG с COB Рашбы с параметрами, соответствующими поверхностному состоянию на теллурическом окончании поверхности BiTeCl(0001) (слева) и контурный график соответствующей спектральной функции (справа).

Таким образом, мы прогнозируем, что данное соединение должно быть идеальным кандидатом в качестве материала для создания приборов спиновой электроники.

1. Bychkov Y.A., Rashba E.I., JETP Lett. **39**, 78 (1984).
2. S Datta., Das B., Appl. Phys. Lett. **56**, 665 (1990).
3. Studer M., et al., Phys. Rev. Lett. **103**, 027201 (2009).
4. Ishizaka K., et al., Nature Materials **10**, 521 (2011).
5. Kresse G., Hafner J., Phys. Rev. B **48**, 13115 (1993).
6. G. Kresse, Furthmüller J., Comput. Mater. Sci. **6**, 15 (1996).
7. Kresse G., Joubert D., Phys. Rev. B **59**, 1758 (1998).
8. Shevelkov A.V., et al., J. Solid State Chem. **114**, 379 (1995).
9. Nitta J., et al., Phys. Rev. Lett. **78**, 1335 (1997).
10. Leontiadou M.A. et al., J. Phys.: Condens. Matter **23**, 035801 (2011).

Модификация индуцированного спин-орбитального расщепления π -состояний графена при совместной интеркаляции Bi и благородных металлов

Е. В. Жижин¹, А. А. Попова¹, Д. Е. Марченко^{1,2}, А. Г. Рыбкин¹, И. И. Климовских¹,
Г.Г. Владимиров¹, А.М. Шикин¹

¹ Санкт-Петербургский Государственный университет, С.-Петербург

² BESSY, ул. Альберта Эйнштейна, Германия

evgeny_liquid@mail.ru

В настоящее время исследования спиновой электронной структуры различных низкоразмерных систем, в том числе и графена, привлекают повышенное внимание вследствие интенсивного развития нового направления наноэлектроники – спинтроники, основанной на управлении спином электрона [1]. При обычных условиях величина спин-орбитального расщепления электронных состояний графена пренебрежимо мала, однако интеркаляция атомов Au под графеновый монослой приводит к эффектам индуцированного подложкой спин-орбитального расщепления π -состояний графена приводит к расщеплению электронных состояний π -состояний графена [2,3]. При этом было выявлено, что наблюдаемые при интеркаляции Au под графеновый монослой эффекты обусловлены в значительной степени гибридизацией π состояний графена с Au d состояниями и формированием соответствующих гибридных (π -d) состояний.

Целью данной работы было исследование возможностей интеркаляции под графеновый монослой атомов другого металла с высоким атомным номером Bi, но характеризующегося структурой валентной зоны, т.е. отсутствием валентных d-электронов, и изучение особенностей электронной и спиновой структуры графена с интеркалированными слоями Bi. Другой целью работы являлось изучение возможностей модуляции величины «индуцированного» спин-орбитального расщепления π состояний графена путем манипуляции степени гибридизации π состояний графена при совместной интеркаляции атомов Bi и благородных металлов (Au, Cu, Ag) под графеновый монослой, а также детальное изучение процессов совместной интеркаляции, анализ изменений электронной и спиновой структуры синтезируемых систем и выявление основных факторов, позволяющих производить регулируемое изменение величины спинового расщепления π состояний графена в данных системах. Анализ производится на основе экспериментальных данных, измеренных методом фотоэлектронной спектроскопии с угловым и спиновым разрешением, дифракции медленных электронов и сканирующей туннельной микроскопии.

На рис.1. представлена серия фотоэлектронных спектров, измеренных в направлении нормальной эмиссии в процессе формирования графена на поверхности тонкой монокристаллической пленки Ni(111) – (a), после формирования

крекингом пропилена монослоя графена на поверхности данной пленки – (b), а также после «частичной» и полной интеркаляции атомов Bi под синтезированный графеновый монослой – (c,d) и совместной интеркаляции атомов Bi и Cu – (e) и Au – (f).

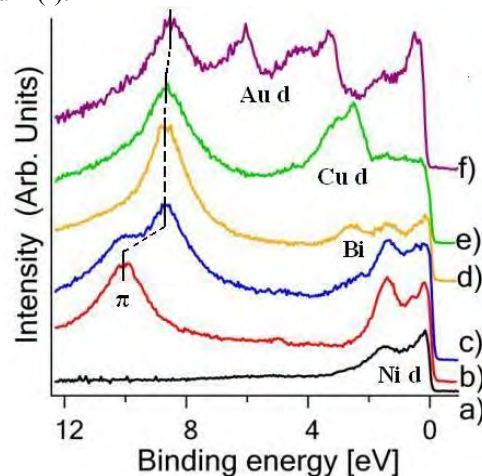


Рис.1. Спектры фотоэмиссии, измеренные по нормали к поверхности для систем: Ni(111)/(W110) – (a), MG/Ni(111) – (b), MG/0.5MLBi /Ni(111) – (c), MG/Bi/Ni(111) – (d) MG/Bi+Cu/Ni(111) – (e), MG/Bi+Au/Ni(111) – (f).

Графен на поверхности Ni(111) характеризуется энергией связи π состояний ~ 10 эВ, что свидетельствует о сильном взаимодействии графена с Ni-подложкой. При интеркаляции Bi и сплавов Bi с Au и Bi с Cu под графен (рис.1. d,e,f) – пик π состояний графена сдвигается в сторону меньших энергий, что свидетельствует о блокировке сильного взаимодействия графена с Ni-подложкой.

На рис. 2. представлены дисперсионные зависимости π -состояний графена после интеркаляции под графеновый монослой атомов Bi и совместно атомов Bi с Au или с Cu. В результате интеркаляции атомов Bi и совместной интеркаляции атомов Bi с Cu и Au наблюдается общий сдвиг зоны π -состояний графена в сторону меньших энергий связи, и электронная структура валентной зоны становится подобной структуре квазисвободного графена. При этом при интеркаляции Bi никаких искажений дисперсионных зависимостей π -состояний и формирования разрывов на дисперсионных зависимостях не наблюдается, в отличие от того, как это имеет место при интеркаляции ато-

мов благородных металлов [4]. После совместной интеркаляции сплава Bi с Au или Cu в области пересечения π -состояний графена с d-состояниями Au и Cu происходят искажения и разрыв дисперсионной зависимости, которые могут быть описаны в рамках эффекта «непересечения» электронных π -состояний графена с d-состояниями Au и Cu.

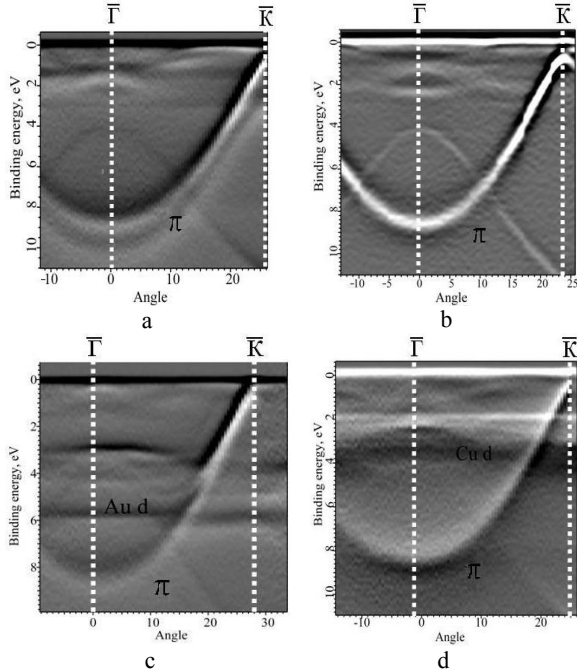


Рис. 2. Дисперсионные зависимости валентных электронных состояний для графена в направлении ГК зоны Бриллюэна для систем: MG/0.5MLBi/Ni(111) - (a), MG/Bi/Ni(111) - (b), MG/Bi+Au/Ni(111) - (c), MG/Bi+Cu/Ni(111) - (d).

При этом, в силу равноценности заполняющих и связывающих (d- π)-состояний общая связь графена с нижележащей подложкой остается слабой (о чем свидетельствует линейность дисперсионных зависимостей π -состояний в области уровня Ферми), несмотря на значительную модификацию дисперсионных зависимостей в области пересечения π -состояний графена и 5d-состояний Au и Cu. Характерной особенностью дисперсионных зависимостей рис. 2.b,c,d является также наличие вблизи уровня Ферми, в области точки K, небольшой локальной запрещенной зоны с энергетической шириной $\sim 0,2$ eV.

На рис. 3. представлены некоторые из фотоэлектронных спектров со спиновым разрешением для данных систем, измеренные при различных полярных углах в направлении ГК зоны Бриллюэна. Видно что, интеркаляция атомов Bi под графена не приводит к эффектам индуцированного подложкой спин-орбитального расщепления π -состояния графена, несмотря на высокий атомный номер Bi, что подтверждает определяющую роль (π -d) гибридизации в эффектах индуцированного спин-орбитального расщепления π -состояний графена при контакте в различными металлами. Напротив, добавление атомов благородных металлов (Cu и Au) к Bi в качестве интеркалированных

атомов сопровождается индуцированным подложкой спин-орбитальным расщеплением π -состояний графена, хотя и меньшей величины. Например, величина спинового расщепления π -состояний графена, при совместной интеркаляции атомов Au и Bi составляет ~ 20 -30 meV, что ниже, чем при интеркаляции под графеновый монослой только атомов Au [3].

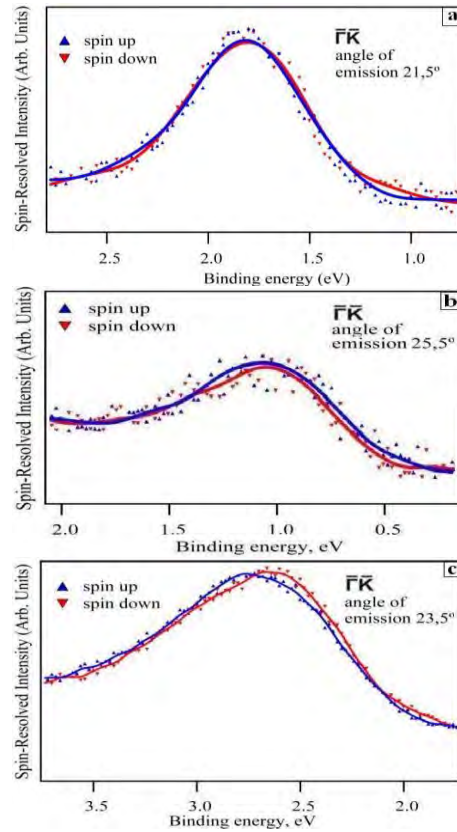


Рис. 3. Фотоэлектронные спектры со спиновым разрешением валентных электронных состояний для графена в направлении ГК зоны Бриллюэна для систем: MG/Bi/Ni(111) - (a), MG/Bi+Cu/Ni(111) - (b), MG/Bi+Au/Ni(111) - (c).

В докладе будут проанализированы основные факторы, приводящие к модификации величины индуцированного спин-орбитального расщепления π -состояний графена

1. Rashba, E. I. Spintronics: sources and challenge // J. Supercond. 2002. Vol. 15, no. 1.
2. Varykhalov, A. Electronic and Magnetic Properties of Quasifreestanding Graphene on Ni/ А.Ю. Варыхалов, J. Sanchez-Barriga А.М. Шикин, С. Biswas, E. Vescovo, А.Г. Рыбкин, Д.Е. Марченко, О. Rader // PRL. 2008. 101, 157601.
3. Шикин, А.М. Графен. Синтез и особенности электронной структуры/ А.М. Шикин, А.Г. Рыбкин, Д.Е. Марченко, А.А. Попова, А. Варыхалов, О. Радер // Российские нанотехнологии. 2011. Т. 6, вып. 9-10. С. 36-41.
4. Попова, А.А. Роль ковалентного взаимодействия в формировании электронной структуры графена на поверхности Ni(111) с интеркалированными слоями Au и Cu/ А.А. Попова, А.М. Шикин, А.Г. Рыбкин, Д.Е. Марченко, О.Ю. Вилков, А.А. Макарова, А.Ю. Варыхалов, О. Rader // FTT. 2011. vol. 53, no. 12. С.2409-2413.

Исследование электронного транспорта в проволоках InAs при помощи сканирующего затвора при гелиевых температурах

А.А. Жуков¹, Ch. Volk², T. Schaepers²

¹ Институт физики твердого тела РАН, Черноголовка

²Institute of Bio-and Nanosystems (IBN-1), JARA-Fundamentals of Future Information Technology, Germany

azhukov@issp.ac.ru

В настоящее время все большее значение приобретают исследования низкоразмерных структур при помощи сканирующих методик. В основном это относится к одно- (квантовые проволоки) и нульмерным (квантовые точки) объектам, изготовленными как на основе гетеропереходов при помощи затворов (split gates) или локального травления, так и на базе новых материалов (InAs или InN проволоки, углеродные нанотрубки, графен).

Выигрышность сканирующих методик заключается в том, что они позволяют проводить исследование образцов локально, управляя, например, концентрацией носителей и их перераспределением по образцу при помощи заряженного острия атомно-силового микроскопа (название методики SGM – scanning gate microscopy), что является куда более гибкой методикой по сравнению с изменением концентрации носителей во всем образце при помощи заднего затвора. Локальность воздействия на одноили нульмерный образец особенно важна, поскольку даже один локальный дефект в образце в состоянии существенным образом изменить проводимость всей системы, поскольку нет возможности его шунтирования, а экранирование существенно ослаблено (низкая размерность системы и, как правило, малые концентрации носителей).

В данной работе представлены результаты измерения электронного транспорта через полевые транзисторы, изготовленные из проволок InAs, в присутствии сканирующего затвора. Эксперименты выполнены при гелиевой температуре в условиях как линейного, так и нелинейного транспорта при малых концентрациях носителей в электронной системе.

Исследована зависимость прозрачности туннельного барьера от поперечного электрического поля в месте туннельного контакта, продемонстрирована возможность наведения отрицательной дифференциальной проводимости для случая системы разбитой на две последовательно соединенные квантовые точки. Кроме того, продемонстрирован и объяснен эффект волнистости (wobbling) линий проводимости кулоновской блокады, ранее наблюдаемый только в квантовых точках на основе графена [1].

В работе использовались проволоки InAs выращенные при помощи металл-органической газофазной эпитаксии (metal-organic vapor-phase epitaxy). Характерный диаметр проволок составлял 100 нм, длина - несколько микрон. Проволоки помещались на подложку из допированного кремния (100), покрытого оксидом толщиной 100 нм. Допи-

рованная подложка служила в дальнейшем в качестве заднего затвора. Контакты к проволоке были изготовлены из Ti/Au методом термического напыления. Маски для напыления изготавливались при помощи стандартной электронной литографии. Расстояние между контактами меняется от одного до 3.5 микрон, в зависимости от образца.

Все измерения проводились при температуре 4.2 К, в присутствии газообразного гелия в качестве теплообменного газа. В эксперименте использовался атомно-силовой микроскоп (АСМ) собственного изготовления. Транспортные измерения проводились по двухточечной схеме с использованием усилителя Lock-In, к контактам проволок прикладывалось напряжение и измерялся ток.

При измерении проводимости в присутствии заряженного острия АСМ, острие находилось над поверхностью образца на расстоянии в несколько сотен нанометров, чтобы избежать механического и электрического контакта как с проволокой, так и с напыленными металлическими контактами.

Всего было исследовано 3 образца (А, В и С). Расстояние между контактами составляло 2 мкм, 1.5 мкм и 3.5 мкм для образцов А, В и С соответственно.

Для образцов А и В мы продемонстрировали, что проволока разбивается на 2 квантовые точки из-за дефекта роста, при этом относительный размер этих квантовых точек, определенный из стандартных измерений алмазных кулоновской блокады в координатах V_{SD} vs V_{BG} , совпадает с экспериментальными данными SGM [2], где V_{SD} и V_{BG} напряжение сток-исток, а также напряжение, прикладываемое на задний затвор, соответственно.

Для образца В подробные исследования прозрачности туннельного барьера, созданного дефектом, по мере заполнения электронной системы образца при увеличении V_{BG} приведены на Рис. 1.

Заряженное острие АСМ меняет число электронов в системе по мере приближения острия к образцу, Таким образом в случае SGM одиночной точки в эксперименте должны наблюдаться окружности (овалы) максимумов проводимости, соответствующим пикам проводимости кулоновской блокады. При этом движение острия вдоль окружности сохраняет потенциал квантовой точки и, соответственно, количество электронов в ней.

В случае образца В, разбитого на две квантовые точки ожидается увидеть две системы концентрических окружностей, с максимумами проводимости в местах их пересечений, если обе точки закрытые. Или только одну систему концентрических окруж-

ностей, если одна из точек является открытой, что и наблюдается в образце В.

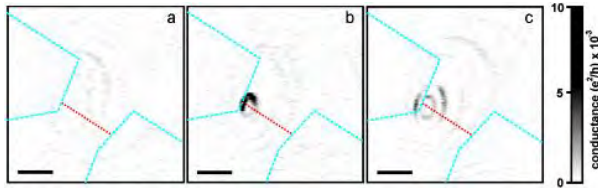


Рис. 1. Измерение проводимости образца В в присутствии заряженного острия АСМ. $V_t = 3\text{В}$, 4В и 5В для рисунков а), б) и в) соответственно, $V_{BG} = -1\text{В}$.

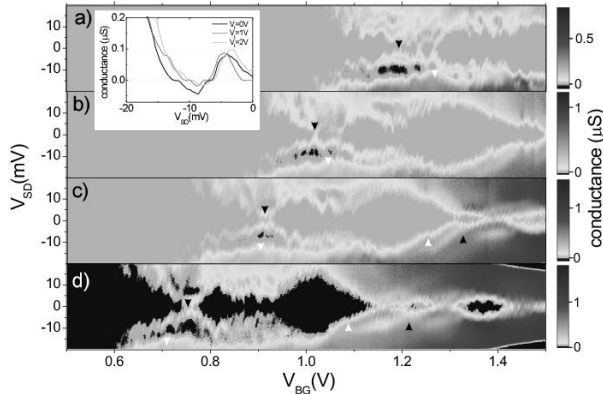


Рис. 2. Проводимость образца С в зависимости от величин V_{SD} и V_{BG} для различных значений $V_t = 0\text{В}$, 1В , 2В и 3В для рисунков а), б), в) и д) соответственно.

Поскольку окружности максимумов проводимости слабо искажены, можно заключить, что геометрия острия не нарушена. При этом амплитуда проводимости вдоль окружности меняется существенным образом в зависимости от напряжения на острие АСМ (V_t). Подобные изменения проводимости могут возникнуть, если вторая точка не достаточно открыта, однако картина SGM измеряемого тока должна быть симметрична относительно оси проволоки (аксиальной симметрии). Экспериментальные данные демонстрируют отсутствие аксиальной симметрии, см. Рис. 1. Кроме того, имеющаяся симметрия существенным образом меняется в зависимости от V_t , см. Рис. 1б) и 1с).

Мы объясняем данный эффект поперечным перераспределением электронов внутри проволоки при котором перераспределяются заполнения каналов проводимости, для которых различна прозрачность туннельного барьера, сформированного дефектом.

Проводимость в образце С при низкой концентрации носителей проводимость всей системы определяется двумя последовательно соединенными квантовыми точками, на что указывают как эксперименты SGM, так и стандартных измерений проводимости образка в координатах V_{SD} vs V_{BG} .

В нашем образце точки при этом оказались достаточно сильно связанные. В таких условиях эффект резонансного туннелирования между точками подавлен. Однако, если искусственно уменьшить проницаемость туннельного барьера при помощи близкорасположенного и отрицательно заряженного острия АСМ, эффект резонансного туннелирования оказывается доминантным в проводимости.

При этом оказывается возможным наблюдение эффекта отрицательной дифференциальной проводимости, см. Рис. 2.

Следует также отметить, что квантовые точки, на которые разбивается образец С, имеют разную ширину уровней, которая определяется прозрачностью туннельных барьеров, формирующих точки. Это приводит к достаточно необычному эффекту волнистой линии проводимости кулоновской блокады в экспериментах SGM, см Рис. 3.

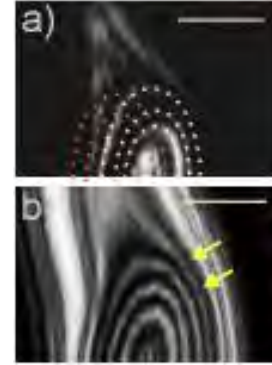


Рис. 3. Измерение проводимости образца С в присутствии заряженного острия АСМ. $V_t = 4\text{В}$, $V_{BG} = 1.02\text{В}$ и 1.4В для рисунков а) и б) соответственно.

Данное поведение линий удается промоделировать [3], режим I. Наличие двух точек с различной шириной уровней оказывается существенным, кроме того, важно, чтобы величина энергии (E_m), определяемое взаимной емкостью точек (C_m), т.е. $E_m = e^2/c_m$ была существенно меньше собственной емкости каждой из точек.

При увеличении E_m происходит перестройка системы в сторону создания одной общей точки вместо двух отдельных. При этом эффект волнистости сначала пропадает, а затем, при увеличении взаимной емкости до величины порядка собственной емкости точек он опять возникает [3], режим II. В режиме II смещение линий оказывается большим их ширины, в то время как в режиме I осуществляется модуляция позиции линии только в пределах ее ширины.

Как было отмечено ранее, подобный эффект был обнаружен ранее в квантовой точке на основе графена [1], который, видимо, означает наличие в системе еще одного связанного состояния (квантовой точки) с большой шириной уровней.

Таким образом, нами были исследованы особенности электронного транспорта в полевых транзисторах на основе проволок InAs. Продемонстрировано и объяснено возникновение отрицательной дифференциальной проводимости, исследована зависимость туннелирования от поперечного электрического поля, а также продемонстрировано наличие, а также объяснение эффекта волнистости линий проводимости кулоновской блокады.

Эта работа была выполнена в рамках программ РАН, фонда РФФИ, а также программы поддержки ведущих научных школ.

1. S. Schnez et al., arXiv:1005.2024.
2. Zhukov, A.A et al. JETP Lett. 2011. V 93, P. 13.
3. Zhukov, A.A et al., preprint.

Самоорганизация фуллеренов на поверхности: от случайного роста островков до формирования магических кластеров

А.В. Зотов^{1,2,3}, Д.В. Грузнев¹, А.В. Матецкий¹, Л.В. Бондаренко¹,
О.А. Утас¹, А.А. Саранин^{1,2}

¹ Институт автоматизации и процессов управления ДВО РАН, Владивосток

² Дальневосточный федеральный университет, Владивосток

³ Владивостокский государственный университет экономики и сервиса, Владивосток

zotov@iacp.dvo.ru

Известно, что физические свойства нанокластеров могут значительно изменяться даже при небольших изменениях их размера. Поэтому, одной из важнейших проблем, стоящих перед нанотехнологией, является формирование массивов кластеров с острым распределением по размерам, а в идеале массивов, в которых все кластеры имеют идентичный размер и форму. Для атомных кластеров, формирующихся в результате процессов самоорганизации атомов адсорбатов на поверхности кристаллов, такая возможность была продемонстрирована на примере так называемых магических кластеров, т.е. кластеров, демонстрирующих повышенную стабильность при некоторых фиксированных размерах. Было установлено, что особые свойства магического кластера обусловлены комплексным эффектом его собственной «замкнутой» формы и специфической структурой поверхности подложки вокруг него [1].

В последние годы все большее внимание привлекает самоорганизация молекул в сложные супрамолекулярные комплексы на поверхности. Одним из наиболее перспективных кандидатов для формирования молекулярных наноструктур являются фуллерены C_{60} . С одной стороны, они могут стать идеальным элементом для молекулярных приборов благодаря способности принимать электроны от других молекул и атомов. С другой стороны, благодаря своей симметричной сферической форме они являются удобным объектом для исследования базовых процессов самоорганизации в молекулярных слоях. В связи с этим возникает вопрос: Существует ли физический механизм, который обеспечил бы формирование массива магических кластеров C_{60} ? До настоящего исследования получение более острых распределений кластеров C_{60} по размерам достигалось только при использовании гетерогенных подложек, на которых зарождение островков C_{60} происходило преимущественно в некоторых выделенных областях. Следует отметить, что этот не обеспечивал получение массивов магических кластеров C_{60} идентичного размера.

В настоящей работе при изучении адсорбции C_{60} на поверхности $Si(111)\sqrt{3}\times\sqrt{3}-Au$, модифицированной In , мы обнаружили, что при определенных условиях наблюдается преимущественное формирование островков C_{60} выделенного размера и формы. В частности, были сформированы массивы, в которых до 80% составляли идентичные гексагональные островки, содержащие ровно 37 фуллере-

нов. Такие островки можно рассматривать как гигантские магические кластеры, содержащие ровно 2220 атомов углерода.

Подготовка поверхности $(Au,In)/Si(111)$ заключалась в осаждении In на поверхность $Si(111)\sqrt{3}\times\sqrt{3}-Au$ при комнатной температуре с последующим отжигом при $\sim 550^\circ C$, в результате чего с нее полностью удаляются доменные стенки, характерные для исходной поверхности. При этом, атомное строение фазы $Si(111)\sqrt{3}\times\sqrt{3}-Au$ сохраняется, а около 0,15 моноатомного слоя In , оставшегося на поверхности, образует двумерный газ подвижных адатомов, который может быть заморожен при охлаждении до $\sim 110 K$ [2,3].

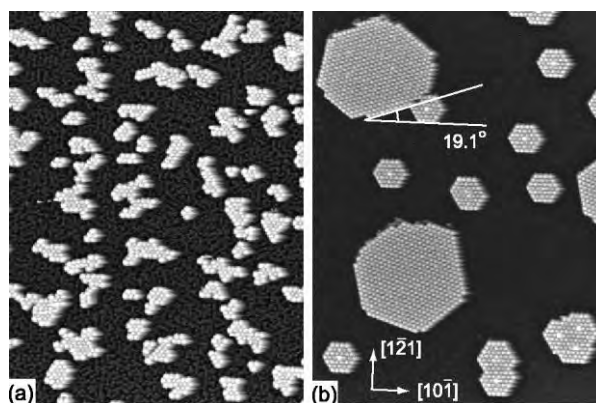


Рис. 1. Массив островков C_{60} , формирующийся (а) при адсорбции C_{60} на поверхности $Si(111)\sqrt{3}\times\sqrt{3}-(Au,In)$ при 115 К и (б) после последующего нагревания до комнатной температуры.

При осаждении C_{60} на охлажденную поверхность происходит формирование массива островков C_{60} , имеющих произвольный размер и форму (рис.1а). Если этот массив нагреть до комнатной температуры, то средний размер островков становится больше, а они приобретают более правильную («кристаллическую») форму (рис.1б). Можно выделить два типа островков в зависимости от ориентации массивов C_{60} внутри них: ряды C_{60} могут быть ориентированы либо вдоль основных кристаллографических направлений поверхности $Si(111)$, либо составлять с ними угол $19,1^\circ$. Островки последнего типа (с рядами, повернутыми на $19,1^\circ$) более крупные и не имеют выделенных размеров. Островки первого типа (с рядами вдоль основных кристаллографических направлений) имеют форму либо одного шестиугольника, либо несколь-

ких шестиугольников, перекрывающих друг друга (например, два или три, как в правой нижней части рис. 1b). Характерной особенностью этих островков является то, что в центре каждого шестиугольника находится фуллерен, который имеет более яркий контраст на СТМ изображении. Как было установлено, эти «яркие» фуллерены C_{60} располагаются точно над тримерами Au подложки $Si(111)\sqrt{3}\times\sqrt{3}$ -Au и в более крупных массивах C_{60} образуют двумерную решетку с периодом $\sqrt{19}\times\sqrt{19}$ внутри молекулярного слоя [4].

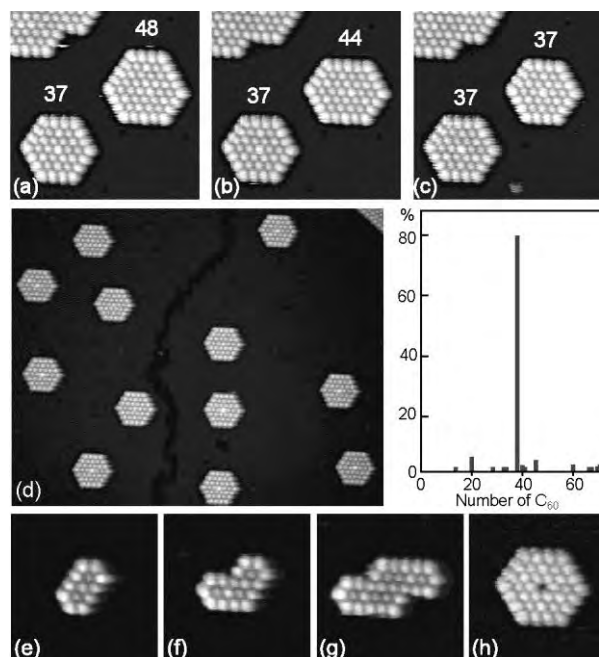


Рис. 2. (a), (b) и (c). Последовательные СТМ-изображения одного и того же участка поверхности, показывающие изменения размера и формы островков C_{60} в ходе отжига при комнатной температуре. (d) СТМ-изображение и распределение островков по размеру массива C_{60} , сформировавшегося после отжига в течение 48 часов. Метастабильные островки, содержащие (e) 13 C_{60} , (f) 19 C_{60} , (g) 30 C_{60} и (h) 36 C_{60} .

В ходе отжиг массива при комнатной температуре островки C_{60} непрерывно меняют свой размер и форму из-за активного обмена фуллеренами через подвижный двумерный молекулярный газ C_{60} . В качестве примера, на рис. 2a,b,c показано, как островок, содержащий изначально 48 C_{60} , переходит в островок из 44 C_{60} , а затем в островок из 37 C_{60} . Обращает внимание то, что расположенный рядом островок из 37 C_{60} в ходе этих трансформаций сохранил свой размер. Эти наблюдения отражают общую закономерность, что наибольшую стабильность проявляют именно островки, содержащие 37 C_{60} , и в результате длительного отжига при комнатной температуре формируется массив, в котором островки из 37 C_{60} составляют около 80% всех островков (рис. 2d).

Кроме островков, о которых говорилось выше, наблюдался целый набор метастабильных островков C_{60} . В частности, на ранних стадиях укрупнения

островков (т.е. при быстром нагреве до комнатной температуры и коротком отжиге) формировались небольшие магические островки, показанные на рис. 2e,f,g. Наиболее часто встречающиеся это островки, содержащие 13 C_{60} , имеющие форму бруска, и 19 C_{60} , имеющие форму бумеранга. Менее распространены островки, содержащие 30 C_{60} и имеющие форму молнии, как на рис. 2g. Все эти островки исчезают при последующем отжиге. В формирующихся массивах иногда присутствуют островки, характерной чертой которых является отсутствие яркого фуллерена в центре шестиугольника. Наиболее распространены островки из 36 C_{60} , т.е. магические островки из 37 C_{60} , в которых центральный фуллерен отсутствует (рис. 2h).

Существование островков из 36 C_{60} указывает на то, что положение фуллерена над тримером Au подложки $Si(111)\sqrt{3}\times\sqrt{3}$ -Au является наиболее энергетически невыгодным. Это предположение подтверждается результатами расчетов из первых принципов, а также результатами моделирования формирования островков C_{60} на потенциальном рельефе с максимумами в положениях над тримерами Au.

Для анализа причин, по которым островки определенного размера и формы демонстрируют повышенную стабильность, удобно представить формирование островков как заполнение фуллеренами адсорбционных положений, имеющих различную энергию. Наиболее невыгодные – это места над тримерами Au, образующие двумерную решетку с периодом $\sqrt{19}\times\sqrt{19}$. Соседние с этими местами положения более выгодны, чем наиболее невыгодные, но менее выгодные, чем все остальные положения. Формирование магических островков обусловлено двумя эффектами: стремлением минимизировать длину границы островков (предпочтительными являются островки с компактной формой) и стремлением минимизировать число C_{60} , занимающих невыгодные положения. При этом, последний эффект является доминирующим, обуславливая, в частности, формирование некомпактных островков, содержащих 19 и 36 C_{60} .

1. Wang Y.L. Random and ordered arrays of surface magic clusters / Y.L. Wang, A.A. Saranin, A.V. Zotov, M.Y. Lai, H.H. Chang // *Internation. Rev. Phys. Chem.* 2008. V. 27. P. 317 – 360.

2. Gruznev D.V. $Si(111)\text{-}\alpha\text{-}\sqrt{3}\times\sqrt{3}\text{-Au}$ phase modified by In adsorption: Stabilization of a homogeneous surface by stress relief / D.V. Gruznev, I.N. Filippov, D.A. Olyanich, D.N. Chubenko, I.A. Kuyanov, A.A. Saranin, A.V. Zotov, V.G. Lifshits // *Phys. Rev. B* 2006. V. 73. P. 115335-1 – 115335-7.

3. Kim J.K. Two-dimensional electron gas formed on the indium-adsorbed $Si(111)\sqrt{3}\times\sqrt{3}$ -Au surface // J.K. Kim, K.S. Kim, J.L. Chesney, E. Rotenberg, H.N. Hwang, C.C. Hwang, H.W. Yeom // *Phys. Rev. B* 2009. V. 80. P. 075312-1 – 075312-7.

4. Matetskiy A.V. Modulated C_{60} monolayers on $Si(111)\sqrt{3}\times\sqrt{3}$ -Au reconstructions / A.V. Matetskiy, D.V. Gruznev, A.V. Zotov, A.A. Saranin // *Phys. Rev. B* 2011. V. 83. P. 195421-1 – 195421-7.

Фиксация ориентированных массивов многостенных углеродных нанотрубок методом термополимеризации с целью создания различных устройств на их основе

Б.С. Каверин¹, К.В. Кремлев¹, А.М. Объедков¹, В.А. Егоров¹, С.А. Гусев²,
В.М. Треушников³, Н.В. Пастухова³, С.Ю. Корнишин⁴

¹ Федеральное государственное учреждение науки Институт металлоорганической химии им. Г.А. Разуваева Российской академии наук, Н. Новгород

² Федеральное государственное учреждение науки Институт физики микроструктур Российской академии наук, Н. Новгород

³ ОАО «РЕПЕР-НН», Н. Новгород

⁴ Федеральное государственное учреждение науки Институт прикладной физики Российской академии наук, Н. Новгород

amo@iomc.ras.ru

Нами разработана MOCVD-технология синтеза макроцилиндров с выровненными по толщине стенками из радиально-ориентированных многостенных углеродных нанотрубок (МУНТ) [1]. Макроцилиндр привлекателен тем, что представляет собой простейшее из устройств, которое удается создать исключительно за счет самоорганизации МУНТ в процессе их роста на цилиндрической кварцевой подложке. По результатам исследований нами было выделено четыре морфологически различных области в поперечном сечении макроцилиндра, в которых наблюдаются отличия в его строении (Рис.1).

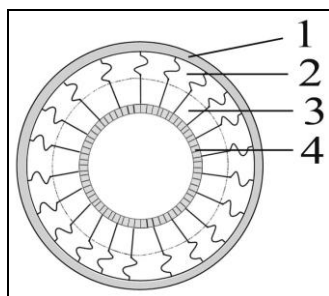
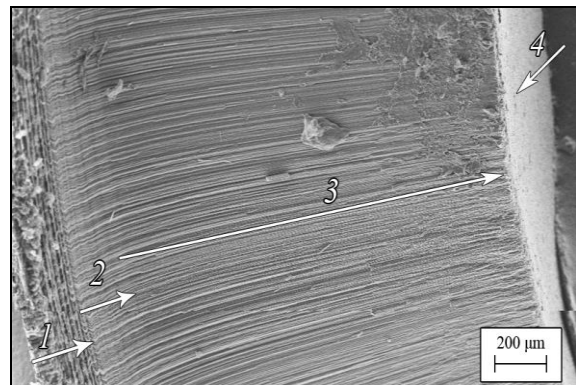


Рис. 1. РЭМ микрофотография и схема строения торца макроцилиндра.

1 – область, непосредственно прилегающая к кварцевой подложке (область хаотичного роста МУНТ), 2 – область волнистых прядей, 3 – область преимущественного роста радиально ориентированных МУНТ, 4 – внутренняя поверхность макроцилиндра сформированная пучками МУНТ

Для изготовления разного рода устройств наиболее пригодна зона 3.

Известно, что углеродные нанотрубки являются перспективным материалом для изготовления катодов с холодной эмиссией. Обычно массив ориентированных УНТ наращивается на подложку. При этом способе изготовления многостерного катода возникают следующие проблемы: 1) получение УНТ близких по сечению, 2) получение массива с одинаковой плотностью распределения УНТ, 3) расположение вершин УНТ в одной плоскости, и 4) высокая прочность закрепления УНТ на подложке. Требования 1 и 2 определяются исключительно условиями синтеза. Для получения плоской поверхности, образованной выровненными по высоте концами МУНТ, нами был разработан метод изготовления плоских срезов механически прочного массива МУНТ. (Рис.2)

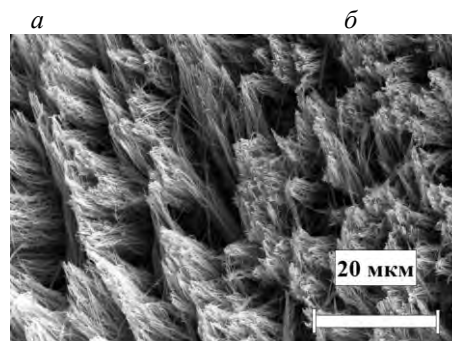
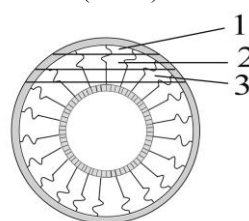


Рис. 2. (а) Схема изготовления срезов макроцилиндра. 1 – срез области хаотичного роста МУНТ, 2 – пластина, образованная волнистыми прядями, 3 – пластина, образованная прямыми отрезками МУНТ; (б) Оптическая фотография пластины $\times 4$. (в) РЭМ микрофотография средней области пластины 3

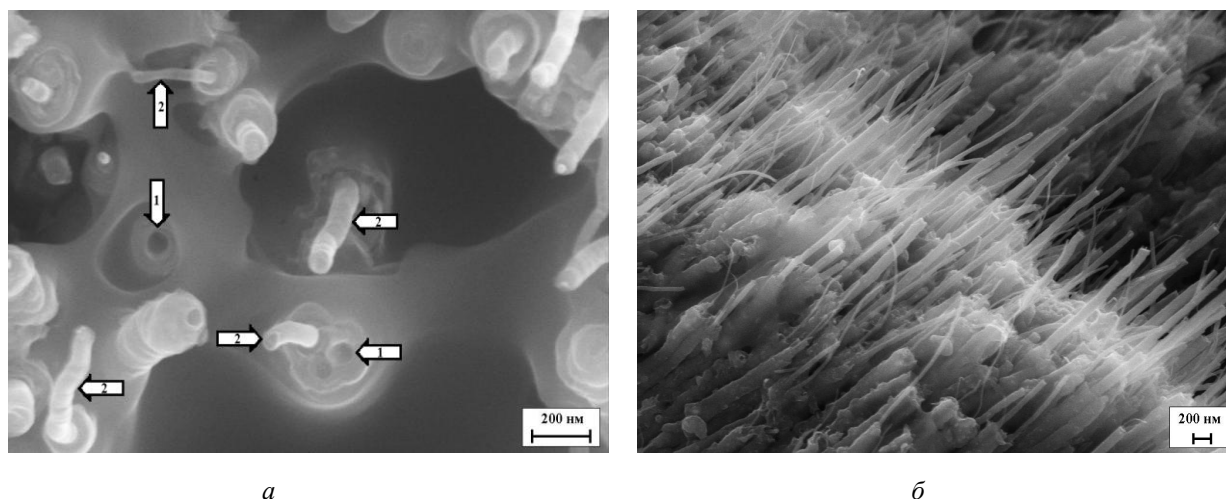


Рис. 3. РЭМ микрофотографии сколов торца композитного материала, в виде ориентированных МУНТ, межтрубное пространство которого заполнено полимером. (а)- вид сверху 1 – отверстие, образованное в композите после удаления нанотрубки, 2 – участок оголенной МУНТ после её выдергивания в результате раскола композита. (б)- вид сбоку скола композита.

Срезы были выполнены на станке электроэрозионном проволочно-вырезном АРТА-151. Для резки использовалась проволока $d=0.1$ мм (латунь марки 1328.) Образец закреплялся в держателе в ванне заполненной деионизированной водой.

Установлено, что пластины, вырезанные из чистого цилиндра при толщине менее 0,8 мм, теряют механическую прочность. Были испытаны два способа повышения механической прочности и соответственно уменьшения критической толщины пластин. Первый это фиксация МУНТ в металлических матрицах методом МOCVD описывался ранее [1]. Этот метод обладает рядом недостатков: 1. Невозможно создать монолитную металлическую матрицу. 2. Матрица является проводником и для создания многоострийного катода необходимо стравить её на некоторую глубину, для того чтобы освободить вершины МУНТ.

Нами, совместно с ОАО «РЕПЕР-НН» г. Нижний Новгород, испытан более простой способ создания матрицы лишенный указанных недостатков. Он основан на заполнении полимером межтрубного пространства в макроцилиндре со стенками из радиально-ориентированных МУНТ. В качестве исходного мономера был использован олигокарбонат метакрилата. В качестве инициа-

тора была использована перекись бензоила. Методом растровой электронной микроскопии показано, что данный полимер хорошо смачивает поверхность нанотрубок и «склеивает» их не нарушая в точках соприкосновения (Рис.3).

Несмотря на то, что сама матрица является диэлектриком, получаемый композит обладает хорошей проводимостью. Проводимость обеспечена за счет сохранения точечных контактов между отдельными МУНТ. Такой композит пригоден для обработки методом электроэрозионной резки. Поскольку МУНТ в плоскости среза изолированы друг от друга, такой срез может быть использован в качестве катода с холодной эмиссией электронов без дополнительной обработки.

Работа поддержана программой фундаментальных исследований Президиума РАН №24.

1. Каверин, Б.С. Фиксация многостенных углеродных нанотрубок в металлических матрицах методом МOCVD с целью создания различных наноустройств/ Б.С. Каверин, А.М. Обьедков, А.И. Кириллов, В.А. Егоров, Н.М. Семенов, Г.А. Домрачев, Л.Б. Каверина, С.А. Гусев, А.Д. Мансфельд // Нанозлектроника и нанозлектроника: материалы международного симпозиума, Нижний Новгород, ИФМ РАН, 2010. Т. 2. С. 555–556.

Визуализация молекул ротаксана, осажденных на Si(100)

О.В. Карбань¹, С.И. Леесмент²

¹ Физико-технический институт УрО РАН, Ижевск

² ЗАО «Нанотехнологии-МДТ», Зеленоград

e-mail?

На сегодняшний день большинство методов конструирования искусственных молекулярных систем основано на использовании взаимосвязанных молекулярных соединений, таких как ротаксаны, катенаны и родственных им соединений. Ротаксаны - молекулы, состоящие из цикла и открытой цепи, продетой сквозь цикл. Объемные группы на концах цепи препятствуют разъединению цепи и макроцикла, движение которого вдоль цепи может управляться посредством химического, электрохимического и фотохимического воздействия. Для создания перспективных многофункциональных материалов важно изучение морфологии молекул ротаксана, осажденных на различных поверхностях (Au, Si). В настоящее время большинство работ посвящено исследованию осаждения молекул ротаксана на проводящих поверхностях, таких как Au(111). В работе исследовалось распределение молекул ротаксана на поверхности оксида кремния, предварительно покрытого самоорганизующимся слоем (SAM) методом атомно-силовой микроскопии (АСМ).

Молекулы ротаксана были синтезированы в Химической школе Эдинбургского университета (Шотландия) [1]. На поверхности SAM молекулы ротаксана осаждались в течении 6 дней из раствора по методике, предложенной в [2], и удерживались водородными связями между перидиновой группой цикла и карбоксильной группой SAM. При этом открытая цепь располагалась параллельно поверхности.

АСМ измерения проводились с использованием сканирующей зондовой лаборатории Интегра Прима (производства НТ-МДТ) в контактной и полуконтактной методиках. Образцы предварительно были исследованы методом рентгеновской фотоэлектронной спектроскопии (РФЭС).

На АСМ изображении поверхности кремниевой оксидированной подложки, покрытой SAM наблюдаются дефекты, сформировавшиеся в процессе окисления поверхности кремния, морфологию которой повторяет SAM. Толщина слоя SAM по данным АСМ составляет 0.8 нм. Отметим, что среднеквадратичная шероховатость поверхности SAM, ($R_{ms} = 0.11$ нм для области 300x300 нм) измеренная в полуконтактной методике, увеличивается вследствие взаимодействия зонда и длинных углеродных цепочек SAM.

Изменение концентрации молекул в растворе позволяет регулировать количество молекул на

поверхности образцов. При закреплении на поверхности SAM молекул ротаксана сохраняются особенности рельефа, обусловленные морфологией SAM, однако значительно увеличивается шероховатость поверхности ($R_{ms} = 0.37$ нм для области 300x300 нм). Это легко объяснить, поскольку размер молекул ротаксана (≈ 2 нм) значительно превышает не только размер молекул SAM, но и толщину слоя SAM. Для однородного слоя рассчитанная из АСМ изображения концентрация молекул ротаксана составляет 1500 молекул для области 100x100 нм. Такая концентрация дает примерно 4 молекулы ротаксана на участок 5x5 нм и соответствует 4% провзаимодействовавших карбоксильных групп SAM, что совпадает с полученными ранее данными РФЭС для однородного слоя ротаксана [2], а также с данными РФЭС и сканирующей туннельной микроскопии для молекул ротаксана закрепленных на проводящих подложках [3]. Понижение расчетной концентрации до 6-7 молекул из расчета для участка 100x100 нм приводит к появлению на поверхности как одиночных молекул, так и их агрегации (3-4 молекулы). Данные АСМ по концентрации молекул совпадают с расчетными и данными РФЭС.

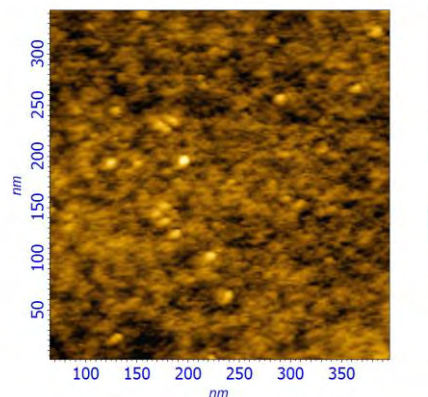


Рис. 1. Молекулы ротаксана, осажденные на поверхности Si(100). Концентрация 6-7 молекул на 100x100 нм

1. Cecchet F., Pilling M., Hevesi L., et.al. J. Phys. Chem. B, 107, **2003**, 10863
2. Cecchet F., Rudolf P., Rapino S., et.al. J. Phys. Chem. B, 108, **2004**, 15192-15199
3. Whelan C.M., Cecchet F., Baxter R., et.al. J. Phys. Chem. B, 106, **2002**, 8739-8746

Спиновая текстура атомных слоев и глубоколежащие топологические состояния в гомологических рядах топологических изоляторов

Ю.М. Коротеев^{1,2}, С.В. Еремеев^{1,2}, Т.В. Меньщикова¹, С.С. Циркин^{1,3}, Е.В. Чулков^{3,4}

¹Томский государственный университет, Томск

²Институт физики прочности и материаловедения СО РАН, Томск

³Donostia International Physics Center (DIPC), Spain

⁴Departamento de Física de Materiales, Facultad de Ciencias Químicas, UPV/EHU, Spain

koroteev@ispms.tsc.ru

Топологический изолятор (ТИ) – новое квантовое состояние вещества [1], являющегося изолятором в объеме и металлом на поверхности (за счет пересечения уровня Ферми электронными состояниями, топологически защищенными от обратного рассеяния на примесях и слабом беспорядке). Существование таких состояний открывает возможность реализации ряда принципиально новых приборов для спинтроники, а в комбинации со сверхпроводниками, для квантовых компьютеров [2,3].

Чтобы использовать эти особые свойства ТИ, они должны быть “настроены” таким образом, чтобы имеющийся на их поверхности конус Дирака имел идеально круглую форму и был изолирован от находящихся поблизости состояний объемного континуума, для реализации топологического режима электронного транспорта без каких-либо каналов рассеяния.

Среди известных на данный момент ТИ наиболее полно изучены как экспериментально, так и теоретически слоистые бинарные соединения Bi_2Te_3 , Bi_2Se_3 и Sb_2Te_3 . Практическая реализация многих из теоретически предсказанных топологических явлений требует “настройки” проводящих свойств ТИ, когда они контактируют с магнитными полупроводниками или сверхпроводниками [2,3]. В электронике это обычно осуществляется традиционными способами легирования или интеркаляции. Мы показываем [4,5], что один из перспективных путей разработки новых типов ТИ с заданными или “настраиваемыми” поверхностными электронными свойствами может быть связан с тем фактом, что в псевдобинарных системах $A^{IV}B^{VI}-mA_2^VB_3^{VI}$ ($A^{IV} = \text{Ge}, \text{Sn}, \text{Pb}$; $A^V = \text{Sb}, \text{Bi}$; $B^{VI} = \text{Se}, \text{Te}$) существуют гомологические серии тройных соединений, имеющих более сложную кристаллическую решетку, чем их родительские соединения типа Bi_2Te_3 . Все они имеют тетрадимитоподобные слоистые структуры гексагонального типа, образованные различными стопками атомных плоскостей (блоками), уложенными перпендикулярно гексагональной оси. Межатомные связи в пределах блока имеют ионно-ковалентный характер, тогда как между собой блоки связаны слабыми силами ван-дер-Ваальса. В отличие от соединений типа Bi_2Te_3 , структура которых формируется пятислойными блоками (5L), соединения типа PbBi_2Te_4 образуются семислойными блоками (7L), а соединения еще двух рас-

смотренных серий – путем объединения 5L и 7L “строительных” блоков в различных комбинациях. Именно в этих двух сериях раскол кристалла может приводить к образованию двух различных поверхностей, одна из которых оканчивается 5L, а другая 7L блоком. При этом в соединениях типа $\text{PbBi}_6\text{Te}_{10}$ возможно образование двух неэквивалентных поверхностей, оканчивающихся 5L блоками.

В настоящем докладе представляются результаты широкого теоретического исследования первопринципными методами электронного строения гомологических рядов тетрадимитоподобных соединений. Для более полного и достоверного описания электронной структуры мы использовали три различных компьютерных кода, базирующихся на теории функционала плотности: псевдопотенциальный код VASP, код FLEUR, являющийся реализацией полнопотенциального линейаризованного метода присоединенных плоских волн в пленочной геометрии, и полностью релятивистский метод многократного рассеяния (Корринги-Кона-Ростокера). Для описания обменно-корреляционного взаимодействия использовалось обобщенное градиентное приближение. Гамильтониан содержал скалярно-релятивистские поправки, а спин-орбитальное взаимодействие учитывалось методом второй вариации. Для расчета всех рассматриваемых соединений были использованы экспериментальные значения параметров решетки.

Расчеты показали, что из 19 рассмотренных соединений только два ($\text{GeSb}_6\text{Te}_{10}$ и SnBi_2Se_4) не являются ТИ (см. Таблицу).

Таблица

Топологический инвариант ν_0 соединений $A^{IV}B^{VI}-mA_2^VB_3^{VI}$ ($m = 1,2,3$), родительскими для которых выступают Bi_2Te_3 , Sb_2Te_3 и Bi_2Se_3

m	Bi_2Te_3	ν_0	Sb_2Te_3	ν_0	Bi_2Se_3	ν_0
1	GeBi_2Te_4	1	GeSb_2Te_4	1	SnBi_2Se_4	0
	SnBi_2Te_4	1	SnSb_2Te_4	1		
	PbBi_2Te_4	1	PbSb_2Te_4	1		
2	GeBi_4Te_7	1	GeSb_4Te_7	1	PbBi_4Se_7	1
	SnBi_4Te_7	1	SnSb_4Te_7	1		
	PbBi_4Te_7	1	PbSb_4Te_7	1		
3	$\text{GeBi}_6\text{Te}_{10}$	1	$\text{GeSb}_6\text{Te}_{10}$	0		
	$\text{SnBi}_6\text{Te}_{10}$	1				
	$\text{PbBi}_6\text{Te}_{10}$	1				

Электронная структура соединений типа PbBi_2Te_4 в основном оказалась подобной электронной структуре родительских соединений; влияние третьего компонента сводилось, в основном, к увеличению ширины запрещенной щели и, как следствие, к улучшению формы конуса Дирака.

На одной из поверхностей соединений типа PbBi_4Te_7 (оканчивающейся 5L блоком) мы обнаружили существование “экзотических” глубоколежащих электронных топологических состояний, локализованных не в поверхностном 5L, а в подповерхностном 7L блоке. Это говорит о дополнительной защищенности электронных состояний конуса Дирака на поверхностях такого типа от поверхностных возмущений.

Аналогичные состояния наблюдаются также на поверхности соединений типа $\text{PbBi}_6\text{Te}_{10}$, оканчивающейся одним 5L блоком. Однако в отличие от предыдущего случая, топологические электронные состояния не так сильно локализованы в подповерхностном 7L блоке, заметным образом проникая и в поверхностный 5L блок. В случае, когда у поверхности соединений этого типа находится два 5L блока, топологическое электронное состояние опять почти полностью локализуется в поверхностном 5L блоке. Однако при этом точка Дирака лежит ниже уровня Ферми в локальной поверхностной запрещенной щели внутри валентной зоны.

Анализ распределения спина по атомным слоям в топологических поверхностных состояниях указывает на изменение спиновой поляризации

от слоя к слою и осцилляции z -компоненты спина в конусе Дирака. Мы показываем, что локализация спина зависит от энергии, и это позволяет контролировать спиновые свойства материала, изменяя его химический потенциал.

1. Hasan, M. Z. Colloquium: topological insulators / M. Z. Hasan, C. L. Kane // *Rev. Mod. Phys.* 2010. V. 82. P. 3045-3067.

2. Fu, L. Probing neutral Majorana fermion edge modes with charge transport / L. Fu, C.L. Kan // *Phys. Rev. Lett.* 2009. V. 102. P. 216403.

3. Linder, J. Unconventional superconductivity on a topological insulator / J. Linder, Y. Tanaka, T. Yokoyama, A. Sudbø, N. Nagaosa // *Phys. Rev. Lett.* 2010. V. 104. P. 067001.

4. Еремеев, С.В. О возможности существования глубоких подповерхностных состояний в топологических изоляторах: система PbBi_4Te_7 / С.В. Еремеев, Ю.М. Коротеев, Е.В. Чулков // *Письма в ЖЭТФ.* 2011. Т. 92. С. 183-188.

5. Eremeev, S. V. Atom-specific spin mapping and buried topological states in a homological series of topological insulators / S.V. Eremeev, G. Landolt, T. V. Menshchikova, B. Slomski, Y. M. Koroteev, Z.S. Aliev, M. B. Babanly, J. Henk, A. Ernst, L. Patthey, A. Eich, A. A. Khajetoorians, J. Hagemeyer, O. Pietzsch, J. Wiebe, R. Wiesendanger, P.M. Echénique, S.S. Tsirkin, I. R. Amiraslanov, J. H. Dil, E.V. Chulkov // *Nature Communications* doi 10.1038/ncomms1638(2012)

Атомно-силовая микроскопия наночастиц кобальта на поверхности высокоориентированного пиролиитического графита при получении и отжиге в сверхвысоком вакууме

Н.И. Нургазизов¹, А.П. Чукланов¹, А.А. Бухараев^{1,2}, Д.В. Лебедев¹

¹ Казанский физико-технический институт КазНЦ РАН, Казань

² Казанский (Приволжский) федеральный университет, Казань

denis.lebedev@bk.ru

В последнее время большой интерес вызывают исследования наночастиц ферромагнитных металлов. Это связано с перспективой использования таких частиц в качестве объектов для записи и хранения информации, а так же как высокоэффективных катализаторов в различных химических реакциях. В нашей работе был исследован процесс формирования наночастиц Co на поверхности высокоориентированного пиролиитического графита (ВОПГ).

Весь процесс формирования и исследования наночастиц кобальта на поверхности ВОПГ осуществлялся в сверхвысоком вакууме (не хуже 10^{-9} mBar) на установке Multiprobe P фирмы Omicron (Германия). Для формирования наночастиц на предварительно очищенную поверхность ВОПГ напылялся слой кобальта методом испарения твердотельной мишени электронным лучом. Скорость напыления кобальта по нашим оценкам составляла 0.24 нм в минуту. После напыления образец отжигался, в результате чего формировались наночастицы Co. Для атомно-силовой микроскопии (АСМ) с высоким разрешением использовались зонды NSG01_DLC (компания NT-MDT) с вискером на конце, радиус закругления которых составлял 1-3 нм. Измерения проводились в бесконтактном режиме для того, чтобы уменьшить воздействие зонда на частицы. Типичные АСМ изображения полученных наночастиц представлены на рис. 1.

Для изучения влияния времени отжига на размеры и концентрацию получаемых частиц был проделан следующий эксперимент. На поверхность ВОПГ была нанесена пленка кобальта толщиной 0,1 нм, затем образец последовательно отжигался при $T = 450^\circ\text{C}$ в течении 15; 30; 45; 75; 135; 200; 500 минут. После каждого отжига проводились АСМ измерения поверхности образца (рис. 1). Отжиг и АСМ измерения образца проводились в вакууме, без выноса образца на воздух. В качестве линейных параметров, характеризующих размеры наночастицы, были выбраны высота и радиус. Высота не зависит от формы зонда АСМ, что существенно при исследовании наночастиц размером от 5 - 20 нм. Радиус является одним из основных параметров в теориях нуклеации и роста. Все вышеперечисленные параметры рассчитывались по АСМ изображениям в разработанной ранее оригинальной программе [1].

На рис. 2а приведена зависимость средней высоты частиц Co от времени отжига. Можно отметить, что основной рост наночастиц происходит в

первый час отжига, затем высота частиц монотонно уменьшается.

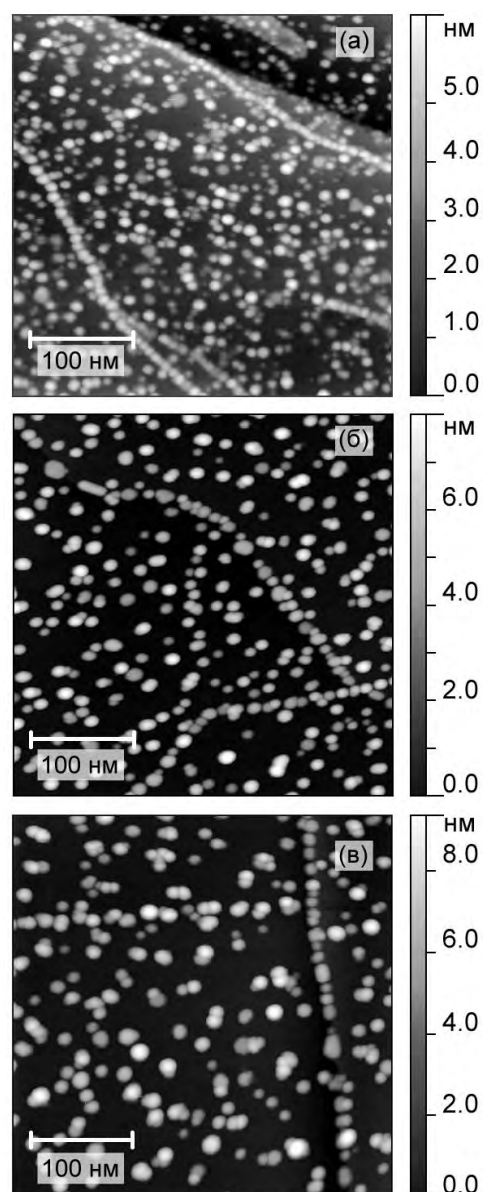


Рис. 1. АСМ изображения наночастиц Co на ВОПГ полученные на образце (а) без отжига, (б) после 45 и (в) после 200 минут термического отжига при $T=450^\circ\text{C}$.

Учитывая зависимость концентрации частиц от времени отжига (рис. 2б), можно отметить, что чем больше образец подвергается термическому отжигу, тем меньше становится частиц, при этом их средний размер возрастает. Таким образом, можно

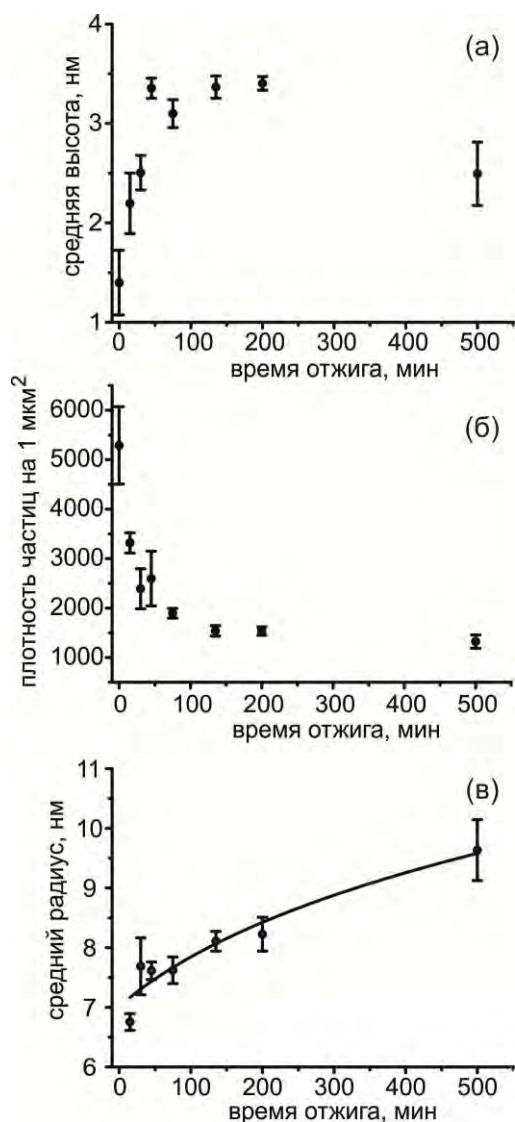


Рис. 2. График зависимости: (а) – средней высоты частиц от времени отжига; (б) – плотности частиц на $1 \mu\text{м}^2$ от времени отжига; (в) – среднего радиуса частиц от времени отжига, сплошной линией представлен результат аппроксимации формулой (2).

предположить, что атомы с поверхности мелких частиц диффундируют на более крупные частицы. В результате чего количество мелких частиц уменьшается, а размеры крупных частиц увеличиваются. Такой механизм роста наночастиц называется Оствальдовским созреванием и был теоретически описан Е.М. Лифшицем и В.В. Слезовым в работе [2].

Известно [3], что для протекания процесса Оствальдовского созревания необходимо выполнение следующего условия:

$$\left[\pi(R + \lambda)^2\right]^{-1} < N < (\pi R^2)^{-1} \quad (1)$$

где R – средний радиус частицы, λ – длина свободного пробега атома по подложке, N – двумерная плотность частиц. По нашим оценкам для полученных образцов это неравенство выполняется. Таким образом, для описания полученных результатов мы можем использовать теорию Лифшица-Слезова для Оствальдовского созревания наночастиц.

В модели Лифшица-Слезова [3] средний радиус частиц зависит от времени термического отжига следующим образом:

$$R(t) = (R_0^p + At)^{1/p} \quad (2)$$

где R – средний радиус частицы, R_0 – средний радиус в начальный момент времени, A – коэффициент, зависящий от свойств поверхности и механизма роста, p – коэффициент, зависящий от формы частиц и механизма массопереноса. Аппроксимируя полученную экспериментально зависимость $R(t)$ уравнением (2), мы получили следующие значения параметров (рис. 2в) $A = 119,36$; $p = 4,9$; $R_0 = 7,02$ нм. Следует отметить, что рассчитанное значение R_0 достаточно хорошо совпадает с экспериментальным ($R_{0\text{эксп}} = 5,3 \pm 2,4$ нм).

Согласно теории Лифшица-Слезова параметр p может принимать значения равные 2; 3; 4 что соответствует различным механизмам роста наночастиц [4]. Поскольку в нашем эксперименте параметр p близок к 5, можно предположить, что механизм Оствальдовского созревания отличается от модели Лифшица-Слезова.

Работа частично поддержана РФФИ и Министерством образования и науки РФ (гос.контракт № 16.552.11.7008).

1. Бухараев А.А. АСМ метрология наночастиц, полученных электрохимическим осаждением / А.А. Бухараев, С.А. Зиганшина, А.П. Чулкинов // Российские нанотехнологии 2010. Т. 5, № 5-6. С. 87-97.
2. Lifshitz I.M. The kinetics of precipitation from supersaturated solid solutions / I.M. Lifshitz, V.V. Slyozov // J. Phys. Chem. Solids 1961. V. 19, I. 1-2. P. 35-50.
3. Кукушкин С.А. Термодинамика и кинетика фазовых переходов на поверхности твердых тел / С.А. Кукушкин, А.В. Осипов // Химическая физика. 1996. Т. 15, №9. С. 5–105.
4. Ruffino F. Kinetic mechanism of the thermal-induced self-organization of Au/Si nanodroplets on Si(100): Size and roughness evolution / F. Ruffino, A. Canino, M. G. Grimaldi, F. Giannazzo, F. Roccaforte, V. Raineri // J. App. Phys 2008. V.104. P. 024310-7.

Образование разноразмерных наночастиц натрия в γ -облученных кристаллах фторида натрия после оптического воздействия

Л.И. Брюквина¹, С.В. Липко², А.Л. Ракевич¹, Л.Ф. Суворова², Е.Ф. Мартынович¹

¹Иркутский филиал Института лазерной физики СО РАН, Иркутск
²Институт геохимии им. А.П. Виноградова СО РАН, Иркутск

Введение

Актуальность изучения кристаллов щелочных фторидов обусловлена легким созданием в них центров окраски (ЦО) под действием различного рода радиационных излучений, и, как следствие, их применением в качестве дозиметров ионизирующих излучений и лазерных сред. В последнее время интерес к щелочным и щелочно-земельным галоидам усилился в связи с образованием в них ЦО фемтосекундным лазерным излучением и соответствующими применениями в микро- и оптоэлектронных устройствах [1,2]. Однако, уже известные и современные приложения щелочных фторидов ограничиваются некоторыми факторами, которые до конца не изучены. Одним из факторов является создание, наряду с ЦО, металлических наночастиц, которые оказывают негативное влияние на образование ЦО с заданными свойствами.

Задачей нашей работы было исследовать особенности образования и свойства металлических наночастиц в γ -облученном кристалле NaF при фотопреобразованиях. Также мы поставили цель выявить, как влияют имеющиеся в кристалле с высокой степенью агрегации дефектов металлические наночастицы разных размеров и природы на фотопреобразования ЦО, оставшихся в кристалле после обесцвечивания.

Экспериментальная часть

Исследуемые кристаллы NaF: OH, Mg были облучены γ -излучением Co^{60} до дозы 10^8 Р. Затем были высвечены интегральным светом ксеноновой лампы при температуре 290 К. Спектры поглощения измерялись с помощью спектрофотометра Perkin Elmer Lambda 950. ИК спектры были измерены с помощью Фурье-спектрометра Bruker Vertex 70. Измерения спектров люминесценции остаточных ЦО в обесцвеченном кристалле были проведены на конфокальном высокоразрешающем микроскопе Misto Time 200. Зондирующий лазерный луч был сфокусирован на глубине 100 мкм от поверхности кристалла. Диаметр высвечиваемой точки различными лазерными зондами был размером около 1,2 мкм. Снимки наночастиц производились с помощью сканирующего мультимикроскопа SMM-2000. Все измерения проводились при комнатной температуре.

Результаты и обсуждение

В спектре обесцвеченного γ -облученного NaF-OH, Mg. (рис.1) остались только F полоса с $\lambda_{max} = 340$ нм, широкая полоса коллоидов в области 500-520 нм, а также широкие и малоинтенсивные полосы F_4 (максимум поглощения

около 600 нм) и F_2^+ центров (максимум поглощения около 760 нм). Полосы с $\lambda_{max} = 228$ и 273 нм принадлежат диполям $O^{2-}-V_a^+$.

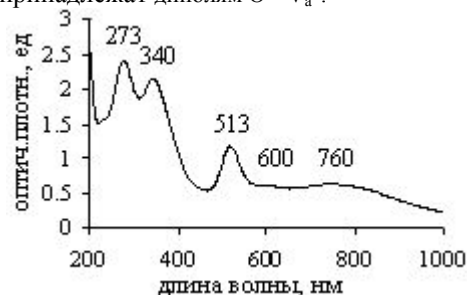


Рис. 1. Спектр поглощения после обесцвечивания γ -облученного NaF-OH, Mg.

Фотопреобразование γ -облученных кристаллов NaF-Mg, OH ведет к уменьшению концентрации F , F_2 и F_3^+ центров, появлению более сложных агрегатных ЦО, таких, как F_3^- , F_2^- , F_3^- , F_4, \dots, F_n , а также этих центров, модифицированных катионными и анионными молекулярными кластерами [3, 4].

В результате экспериментов по лазерному высвечиванию точечных областей γ -облученных и обесцвеченных кристаллов NaF-Mg, OH продолжалось дальнейшее обесцвечивание кристалла в данной точке, например, под действием лазерных импульсов с $\lambda_{max} = 470$ нм (рис.2а).

Свечение при 760-790 нм (рис. 2б) при лазерном возбуждении с $\lambda_{max} = 375, 405, 470$ и 640 нм вызвано устойчивыми к оптическому воздействию модифицированными F_2 центрами.

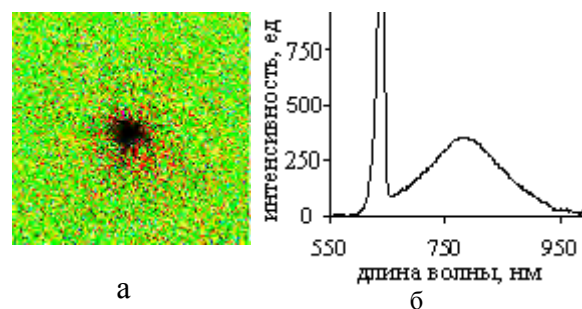


Рис.2. Снимок размером $10 \times 10 \mu m^2$ после высвечивания в точке кристалла лазером 470 нм, полученный на конфокальном микроскопе МТ-200 (а). Люминесценция γ -облученного и обесцвеченного кристалла NaF-Mg, OH при лазерном возбуждении с $\lambda_{max} = 640$ нм (б).

Из экспериментов следует несколько выводов о фотопреобразованиях остаточных ЦО под действием лазерных возбуждающих импульсов в оптически обесцвеченном γ -облученном кристалле NaF-Mg, OH:

1. В оптически обесцвеченном γ -облученном кристалле присутствуют в малых концентрациях, не регистрирующихся в спектре (рис.1), F_2 , простые и модифицированные примесно-молекулярными комплексами, центры.

2. Наблюдается несколько типов модифицированных F_2 центров с полосами свечения в интервале 610–800 нм. Модифицированные центры, в отличие от простых, являются устойчивыми к оптическому лазерному воздействию.

3. В процессе лазерного высвечивания заряженные F_2^+ и F_3^+ центры не проявляются в спектрах люминесценции. Это связано, вероятно, с захватом ими электронов, образующихся в процессе высвечивания, и преобразованием в более сложные агрегатные ЦО. Молекулярные комплексы, стабилизирующие F_2^+ и F_3^+ центры, также преобразуются в процессе высвечивания.

Снимки, полученные на атомно-силовом микроскопе (рис.3 а-г), обесцвеченных интегральным светом γ -облученных кристаллов NaF-Mg, OH, показывают разнообразные по размерам коллоидные частицы натрия. Существование коллоидных частиц подтверждается

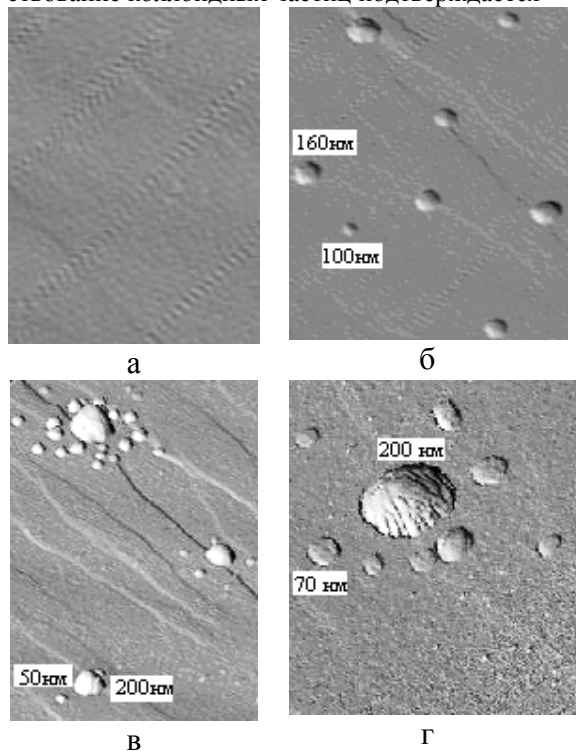


Рис. 3. Снимки СММ-2000 свежих сколов γ -облученных кристаллов NaF-Mg, OH: а – исходный, б-г – обесцвеченный ксеноновой лампой

спектром поглощения (рис.1), в котором обобщенная полоса с максимумом 513 нм принадлежит, по нашему мнению, коллоидам. В работах [5-7] указывается на полосы поглощения коллоидных частиц в NaF с $\lambda_{\max}=470$ и 520 нм. Полоса 470 нм связывалась с наночастицами натрия размером несколько нм. Однако, из снимков (рис. 3) следует, что существует три группы наночастиц натрия: размерами несколько сотен, десятков и единиц (мелкие включения на рис. 3 г) нанометров, соответственно. Расстояние

между наночастицами, как видно из рисунка, тоже может быть различным. Форма частиц эллипсоидная, поскольку у частиц диаметром сотни нанометров высота над поверхностью скола 20-25 нм. Особенно следует отметить, наряду с беспорядочно рассеянными (рис.3б), «планетарный» (рис.3 в,г) характер расположения наночастиц разного диаметра – вокруг наночастицы размером в сотни нанометров группируются наночастицы размером десятки нанометров.

Таким образом, наши эксперименты показывают, что механизм образования металлических коллоидных наночастиц осуществляется через агрегацию электронных ЦО, поскольку в процессе высвечивания кристалла концентрация простых ЦО критически уменьшалась. В работе [8] подтверждается, что металлические коллоиды образуются агрегацией F центров, в радиусе нескольких сотен катионов или щелочных атомов. Ясно, что движение F центров осуществляется посредством фото- и термостимулированной диффузии. Происходит последовательный переход: $F \rightarrow F_n \rightarrow Me_{\text{colloid}}$, где $n \geq 2$.

Электронейтральность кристалла требует стехиометрического равновесия электронных (F , F_n , коллоиды и т.д.) и дырочных центров (молекулярные центры фтора и анионных примесей и их агрегаты). Фтор и кислород - водородные продукты радиолиза примеси гидроксила образуют молекулярные кластерные скопления разных типов и размеров, которые «возмущают» ЦО и создают многообразие их видов.

1. Courrol L.C. Color center production by femtosecond pulse laser irradiation in LiF crystals / R.E. Samad, L. Gomes, I.M. Ranieri, S.L. Baldochi, A.Z. de Freitas, N.D. Vieira // Optics Express. 2004. V. 12, № 2. P. 288–293.

2. Martynovich E.F. Highly nonlinear fundamental mechanisms of excitation and coloring of wide-gap crystals by intense femtosecond laser pulses / D.S. Glazunov, A.A. Grigorova, A.A. Starchenko, A.V. Kirpichnikov, V.I. Trunov, M.A. Merzlyakov, V.V. Petrov, E.V. Pestyakov // Optics and Spectroscopy. 2008. V. 105, № 3, P. 348–351.

3. Hongen Gu. Electrolytic coloration of air-grown sodium fluoride crystals / Li Han, Cuiying Song, Meili Guo, Na Wang // Journal of Luminescence. 2007. V. 124, № 1. P. 1–4.

4. Chandra A. Impurity Effects on the Ionization States of F-Aggregate Color Centers in Sodium Fluoride // J. Chem. Phys. 1969. V. 51, № 4, P. 1499-1509.

5. Hongen G.U. Spectral property and stability of color centers in alkali halide crystals induced by He^+ ion implantation at room temperature / L.I. Zhijuan // Chinese Phys. Lett. 1993. V. 10, № 3. P. 163-166.

6. Davidson I. A.T. Optical effects in NaF crystals implanted with 100 keV ions / A.G. Kozakiewicz, J.D. Comins, T.E. Derry // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research B. 1996. V. 116, № 1-4. P. 216-219.

7. Collins W. C. Additive and electrolytic coloration of NaF / I. Schneider, P. H. Klein, L. R. Johnson // Appl. Phys. Lett. 1974. V. 24, № 9. P. 403-404.

8. Yu. A. Ekmanis. The process of colloidal centre formation in alkali halide crystals during irradiation / F. V. Pirogov, K. K. Shvarts // Radiation Effects. 1983. V. 74, № 1-4. P. 199-209.

Определение ориентации единичных квантовых систем методами сканирующей флуоресцентной микроскопии

С.В. Бойченко, Е.Ф. Мартынович

Иркутский филиал Института лазерной физики СО РАН, Иркутск

femto@bk.ru

Атомы и молекулы на подложках и в средах, примесные и собственные дефекты в кристаллах излучают и поглощают свет в большинстве случаев как электродипольные осцилляторы. Характерная диаграмма направленности для поглощения и испускания электромагнитного излучения такими системами не позволяет возбудить их свечение и зарегистрировать его при любой ориентации дипольного момента перехода. Тем не менее, конфокальная сканирующая микроскопия в сочетании с амплитудно-фазовой модуляцией светового поля луча, входящего в объектив конфокального микроскопа, (входного луча) способна обеспечить визуализацию электродипольного осциллятора произвольной ориентации. Цель нашей работы заключалась в том, чтобы с помощью специальной пространственной модуляции фазы и амплитуды поля входного лазерного луча сделать световое поле в фокальной плоскости, формируемое объективом конфокального микроскопа, таким, чтобы в процессе сканирования оно возбуждало все диполи, независимо от их ориентации, примерно с одинаковой эффективностью, а сам вид изображений и их характеристики отражали ориентацию центров. Попытки решения этой задачи предпринимались ранее различными научными группами, в частности, авторами [1 - 3].

Так, авторам [1] с помощью фокусировки кольцеобразного лазерного луча и наличия границы раздела «стекло-воздух» удалось наблюдать одиночные молекулы различных ориентаций. Однако, во-первых, такой подход позволяет наблюдать одиночные молекулы лишь вблизи границы раздела, а, во-вторых, отношение максимальной интенсивности y -ориентированного диполя составило лишь порядка 9% от максимальной интенсивности x -ориентированного диполя в наиболее удачной схеме возбуждения. Следовательно, желательное усовершенствование данного подхода.

Для радиально-поляризованного входного луча результат получается более эффективный. В [2] изучаются и используются радиально и азимутально поляризованные лучи. Показано, что при использовании радиально-поляризованного входного луча диполи различных ориентаций на конфокальном сканированном изображении имеют интенсивность одного порядка. В [3] исследуются цилиндрические векторные пучки, поляризация которых составляет некоторый угол с радиус-вектором (суперпозицию радиальной и азимутальной поляризаций). Путём подбора этого угла авторы получили результат несколько более эффективный, чем для радиально-поляризованного

пучка. Однако, радиально- и азимутально-поляризованные пучки весьма сложны в технической реализации, что затрудняет их практическое применение.

Мы поставили себе задачу найти световое поле входного луча, не уступающее значительно по эффективности радиально-поляризованному, но более простое в технической реализации. Расчеты проводились для объектива 60x, $NA=1.2$ (UPlanSApo, водно-иммерсионный). Для радиально-поляризованного света отношение минимальной и максимальной интенсивностей на люминесцентном сканированном изображении для различно ориентированных диполей составило 60%.

Были рассмотрены различные варианты распределения поля входного луча. В результате мы остановились на распределении, показанном на рис. 1. Далее мы его называем циркулярно-неоднородным, т.к. вектор поляризации меняет в пределах сечения лазерного луча направление вращения и фазу. Его можно получить путём преобразования линейно-поляризованного света (рис. 2а) составной фазовой пластинкой, каждый из сегментов которой готовится либо из одного слоя двулучепреломляющего материала, либо из слоёв двулучепреломляющего и изотропного материалов, накладываемых друг на друга (рис. 2, b-c). В случае необходимости увеличить отношение максимума интенсивности z -ориентированного диполя к максимуму интенсивности x -ориентированного диполя можно исключить центральную часть лазерного пучка, вводя в него затемняющий круг (рис. 2d).

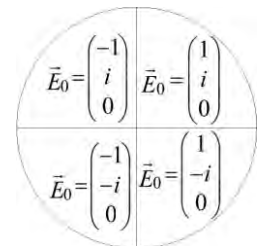


Рис. 1. Циркулярно-неоднородное распределение входного светового поля.

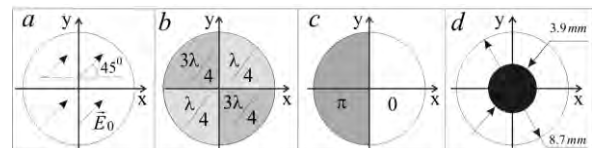


Рис. 2. Фазовая пластинка для преобразования линейно-поляризованного света в циркулярно-неоднородно поляризованный.

Примеры рассчитанных конфокальных сканированных люминесцентных изображений дипольных центров, ориентированных различным образом, приведены на рис. 3. Интенсивность дана в

относительных единицах и нормирована на максимум свечения диполя (78° , 90°). Этот диполь в данной схеме построения изображений является одним из наиболее оптимально ориентированных. Диполь ($90^\circ, 45^\circ$) ориентирован наименее удачно. Таким образом, отношение интенсивности наименее и наиболее оптимально ориентированных диполей составляет 47%, что незначительно уступает результату для радиально поляризованного входного луча при более простой технической реализации. Отметим, также, что возбуждение *всех* люминесцирующих диполей, находящихся на исследуемом участке, невозможно в широкопольной микроскопии и является преимуществом конфокальной сканирующей микроскопии. Анализ распределения светового поля в фокальной плос-

кости показал, что в описанной схеме пространственное конфокальное сканированное изображение уникально для заданной ориентации электродипольного осциллятора и теоретически позволяет однозначно её восстановить.

В отличие от метода поляризационных отношений, ранее разработанного П.П. Феофиловым для определения ориентаций в ансамблях частиц в кристаллах, для групп, ориентированных по определенным кристаллографическим направлениям, данный метод применим к единичным квантовым системам в средах с любой симметрией. Он открывает возможность изучать зависимость такой характеристики, как время жизни одиночной квантовой системы в возбужденном состоянии, от её ориентации и координат [4].

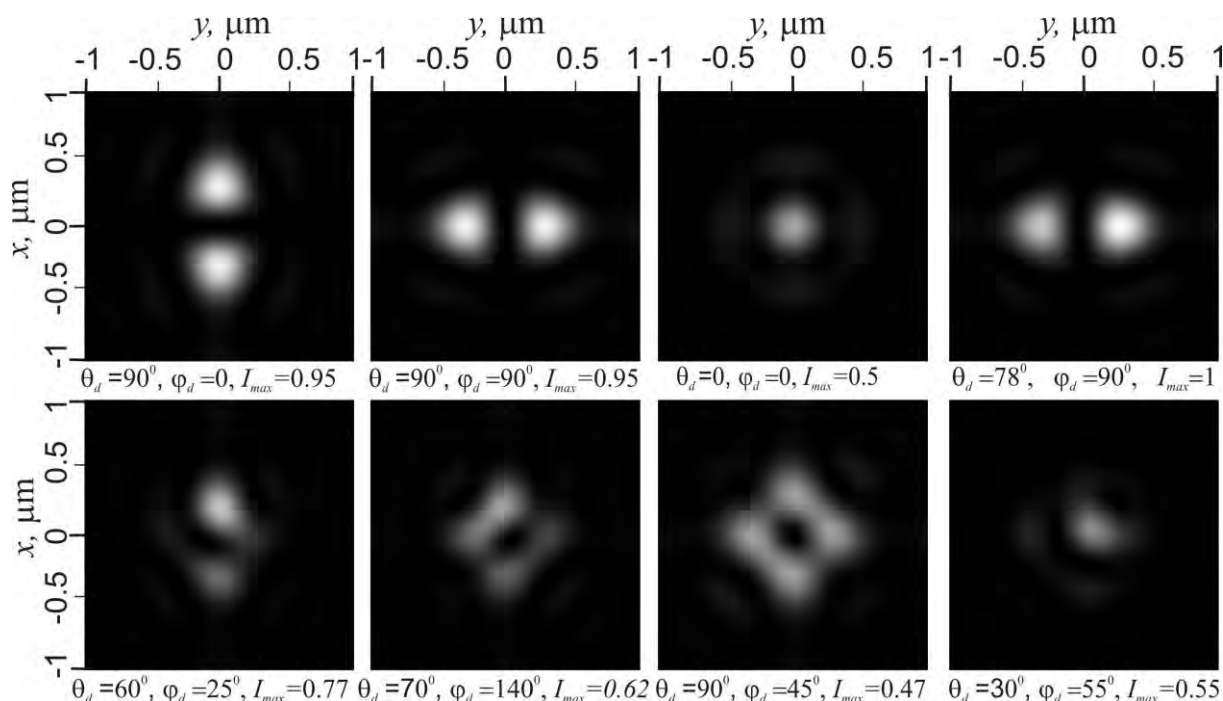


Рис. 3. Рассчитанные люминесцентные конфокальные сканированные изображения диполей различной ориентации.

1. Sick, B. Orientational Imaging of Single Molecules by Annular Illumination / B. Sick, B. Hetch, L. Novotny // Phys. Rev. Lett. 2000. V. 85, No. 21. P. 4482 – 4485.
2. Ishitobi, H. Orientational Imaging of Single Molecules by Using Azimuthal and Radial Polarizations / H. Ishitobi, I. Nakamura, N. Hoyazawa, Z. Sekkat, S. Kawata // J. Phys. Chem. B. 2010. V. 114, No. 8. P. 2565 – 2571.
3. Wang, X. Elimination of fluorescence intensity difference in orientation determination of single molecules

by highly focused generalized cylindrical vector beams / H. Wang, S. Chang, L. Lin, L. Wang, S. Hao // Optic. 2011. V. 122. P. 773 – 776.

4. Kreiter, M. Orientational dependence of fluorescence lifetimes near an interface / M. Kreiter, M. Prummer, B. Hecht, U. P. Wild // J. Chem. Phys. 2002. V. 117, No 20. P. 9430 – 9433.

Физико-математическое моделирование индуцированной электронным зондом зарядки сегнетоэлектриков в процессе переключения доменной структуры

А.Г. Масловская

Амурский государственный университет, Благовещенск

maslovskayaag@mail.ru

Одним из распространенных аналитических методов исследования и технологической обработки различных сегнетоактивных материалов является метод растровой электронной микроскопии. Это обусловлено широким спектром эффектов, возникающих при воздействии электронных пучков на твердые тела, а также высокой чувствительностью сегнетоэлектриков к воздействиям электронного зонда, что позволяет модифицировать свойства изучаемых образцов, получать отклик и создавать способы формирования изображения [1-3]. Особую значимость данное направление исследований приобретает в связи с необходимостью создания и исследования сегнетоэлектриков с субмикронными и наноразмерными доменными структурами. Однако при исследовании полярных диэлектриков с помощью методик растровой электронной микроскопии требуется учитывать изменения, которые могут происходить в исследуемых образцах при воздействии электронного пучка. При электронной бомбардировке сегнетоэлектрика, на его поверхности и в объеме поглощенные электроны могут образовывать локальные заряженные области. Эффект зарядки возникает при любых увеличениях РЭМ и любых реальных токах зонда. Исследованию этого вопроса посвящен широкий ряд работ как теоретического, так и экспериментального характера. В частности, эффект локальной зарядки сегнетоэлектриков электронными пучками РЭМ положен в основу экспериментальных методов создания периодических доменных структур [1-2]. Для изучения подобных эффектов на практике часто прибегают к использованию средств и методов математического моделирования [4], основанных на физических законах взаимодействия излучения с веществом и верифицированных принципах построения и реализации моделей.

Целью данной работы является математическое моделирование зарядовых эффектов взаимодействия электронного зонда РЭМ с сегнетоэлектрическими материалами, возникающих в процессе переориентации доменной структуры, индуцированной электронным облучением.

В основе математической модели лежит обобщенная физическая модель, описывающая процесс зарядки диэлектриков и основанная на совместном решении уравнения непрерывности и уравнения Пуассона:

$$\begin{cases} \frac{\partial \rho}{\partial t} = G - \text{div} \mathbf{j}, \\ \text{div} \mathbf{E} = \rho / (\epsilon \epsilon_0) \end{cases} \quad (1)$$

где ρ – объемная плотность распределения зарядов, Кл/м³; \mathbf{j} – плотность тока, А/м²; \mathbf{E} – напряженность поля, В/м; ϵ – удельная диэлектрическая проницаемость среды, 1; ϵ_0 – диэлектрическая постоянная, Кл/(В·м); G – генерационное слагаемое, Кл/(м³·с).

Пучок электронов, проникая на некоторую глубину в образец, создает отрицательный объемный заряд, вследствие чего возникает диффузионный ток: $\mathbf{j}^{dif} = -D \text{grad} \rho$, где $D = \mu_n kT / e$ – коэффициент диффузии электронов, м²/с; $\mu_n = v_{dp} / E = e \cdot \bar{l} / (m \cdot \bar{v})$ – дрейфовая подвижность электронов, м²/(В·с); v_{dp} – дрейфовая скорость электрона, м/с; \bar{l} – средняя длина свободного пробега, м; \bar{v} – средняя тепловая скорость, м/с; m – масса электрона, кг; k – константа Больцмана, Дж/К; T – температура, К; e – заряд электрона, Кл.

Если облучение поддерживается достаточно длительное время, то электроны, участвующие в диффузионном токе, создают объемные заряды, поле которых противодействует диффузии. Дрейфовую плотность тока электронов можно выразить через собственную радиационно-стимулированную проводимость $\sigma = \mu_n \cdot \rho$ и поле, создаваемое зарядами: $\mathbf{j}^{dr} = \sigma \mathbf{E}$. Таким образом, плотность тока проводимости представляется суммой диффузионного и дрейфового токов $\mathbf{j} = \mathbf{j}^{dif} + \mathbf{j}^{dr}$.

В схеме взаимного расположения модельного образца и электронного зонда будем считать, что образец обладает цилиндрической симметрией, а в плоскости $z=0$ в момент времени $t=0$ действует сфокусированный пучок электронов. Принимая во внимание $\text{div} \mathbf{j} = \sigma \text{div} \mathbf{E} + E \text{grad} \sigma - D \Delta \rho$, итоговая система, формализующая математическую постановку задачи, описывается совокупностью соотношений:

$$\begin{cases} \frac{\partial \rho}{\partial t} = G - \frac{\mu_n}{\epsilon \epsilon_0} \cdot \rho^2 - \mu_n \cdot \left(E_r \frac{\partial \rho}{\partial r} + E_z \frac{\partial \rho}{\partial z} \right) + \\ + D \left(\frac{\partial^2 \rho}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial \rho}{\partial r} + \frac{\partial^2 \rho}{\partial z^2} \right), \\ \frac{\partial^2 \varphi}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial \varphi}{\partial r} + \frac{\partial^2 \varphi}{\partial z^2} = -\frac{\rho}{\epsilon \epsilon_0}, \quad \mathbf{E} = -\text{grad} \varphi, \end{cases} \quad (2)$$

где $0 \leq r \leq R, 0 \leq z \leq Z, 0 \leq t \leq T$.

Для замыкания математической формулировки задачи (2) необходимо дополнить начальным

$\rho(r, z, t_0) = \rho_0(r, z)$ и граничными условиями $\frac{\partial \rho}{\partial r}, \frac{\partial \varphi}{\partial r} = 0(z, r = 0)$; $\rho, \varphi = 0(z = Z, r = R)$.

Решение многомерной краевой эволюционной задачи, описываемой системой уравнений в частных производных, основано на сеточных методах решения нестационарных задач, программируемых в пакете Matlab. Численное решение задачи нахождения распределения плотности заряда проведено методом конечных разностей (алгоритм дробных шагов Яненко). Шаги по времени и координатам выбирались в соответствии с условием Куранта, что обеспечивало устойчивость применяемой конечно-разностной схемы. Решение уравнения Пуассона для интересующего момента позволяет рассчитать поверхность распределения потенциала и поле в объеме образца. Реализация этой подзадачи проведена методом конечных элементов с использованием подхода взвешенных невязок и выбором весовых функций по методу Галеркина.

Для интерпретации результатов моделирования рассмотрим процесс переключения поляризации сегнетоэлектрического кристалла LiNbO_3 под действием сфокусированного пучка электронов. Будем считать, что вектор спонтанной поляризации образца направлен от облучаемой поверхности. Примем следующие параметры вычислительного эксперимента: стартовая энергия пучка – $E_0 = 20 \text{ кэВ}$, доза облучения соответствовала значению $D = 2 \div 10 \text{ мкКл/см}^2$ (при площади пятна $10 \times 10 \text{ мкм}^2$), ток зонда – $I = 200 \text{ пА}$.

Первоначальное объемное распределение зарядов определено с помощью возможностей среды визуального моделирования CASINO v.2.42. Данный пакет предназначен для моделирования траекторий движения электронов методом Монте-Карло [5]. Графическое изображение смоделированного распределения траекторий электронов в образце представлено на рис. 1. Средняя глубина проникновения электронов в этом случае – 5 мкм.

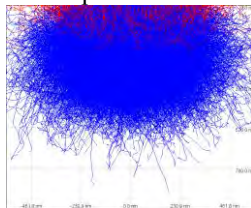


Рис. 1. Распределение траекторий электронов в модельном кристалле LiNbO_3 (значение пороговой энергии $E_t = 2 \text{ кэВ}$, коэффициент ВЭЭ – $\delta \approx 0.25$, $N = 10000$ историй электронов).

Параметры распределения начальной плотности накопленного заряда определяются путем прямой аппроксимации распределения, найденного с помощью метода статистических испытаний, и в соответствии с условиями эксперимента (в данных оценках пренебрегаем частью вторичных электронов, эмитируемых в процессе облучения с образца).

Результатом моделирования является поверхность плотности распределения зарядов, график

которой представлен на рис. 2а (для фиксированного момента времени). Нестационарная постановка задачи дает возможность моделировать процесс релаксации заряда (в этом случае функция источника в диффузионном уравнении системы (2) отсутствует). Программное приложение позволяет также визуализировать пространственное распределение и карту линий уровней потенциала, векторные поля и значение модуля вектора напряженности поля, созданного в образце инжектированными зарядами. На рис. 2б показаны результаты моделирования напряженности поля, созданного накопленным зарядом в расчетной области в начальный момент времени наблюдения.

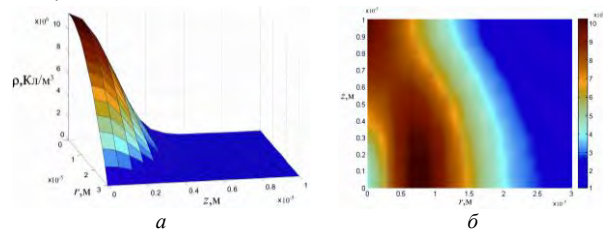


Рис. 2. Расчетные значения распределения плотности зарядов (а) и модуля вектора напряженности поля (б)

Значение поля в необлученной части кристалла на границе зоны инжекции $\sim 10^8 \text{ В/м}$, что значительно превышает значение коэрцитивного поля для ниобата лития $E_c = 2 \cdot 10^7 \text{ В/м}$. Инжекция пучка электронов в образец приводит к накоплению заряда, поле которого инициирует интенсивные поляризационные процессы в ориентированных против поля доменах.

Таким образом, анализ данных вычислительного эксперимента дает возможность оценки зарядовых эффектов при воздействии электронного зонда РЭМ на образец сегнетоэлектрика, что является необходимым условием выбора оптимальных режимов экспериментальных исследований в задачах электронно-лучевой литографии, а также в методиках наблюдения сегнетоэлектрических доменных структур, использующих инжекцию электронного пучка под поверхностный слой.

1. He, J. Two-dimensional structures of ferroelectric domain inversion in LiNbO_3 by direct electron beam lithography / J. He, S.H. Tang, Y.Q. Qin, P. Dong, H.Z. Zhang, C.H. Kang, W.X. Sun, Z.X. Shen // *J. Appl. Phys.* 2003. V.93. P. 9943-9947.

2. Li, D.B. Polarization reorientation in ferroelectric lead zirconate titanate thin films with electron beams / D.B. Li, J.H. Ferris, Douglas R. Strachan, Dawn A. Bonnell // *J. Mater. Res.* 2006. V. 21, No 4. P. 935-941.

3. Sogr, A.A. Advanced modes of imaging of ferroelectric domains in the SEM / A.A. Sogr, A.G. Maslovskaia, I.B. Kopylova // *Ferroelectrics.* 2006. V. 341. P. 29-37.

4. Kotera, M. Dynamic simulation of electron-beam-induced charging up of insulators / M. Kotera, K. Yamaguchi, H. Suga // *Jpn. J. Appl. Phys.* 1999. V. 38. P. 7176-7179.

5. Drouin, D. A fast and easy-to-use modeling tool for scanning electron microscopy and microanalysis users / D. Drouin, A.R. Couture, D. Joly, X. Tastet, V. Aimez, R. Gauvin // *Scanning.* 2007. V. 29. P.92-101.

Единое нанотверстие и фотонный кристалл: спектрально-селективное увеличение пропускания света

П.Н. Мелентьев¹, А.Е. Афанасьев¹, А.А. Кузин², А.В. Заблоцкий²,
А.С. Батурин², В.И. Балыкин¹

¹ Институт спектроскопии РАН, Троицк

² Московский физико-технический институт, Долгопрудный

melentiev@isan.troitsk.ru

Явление прохождения волн (как электромагнитных, так и материальных волн де Бройля) через отверстия в экране всегда имело большой фундаментальный и практический интерес. Первые эксперименты по прохождению света через отверстие заложили основы классической оптики и имеют бесчисленное количество практических применений. Прохождение материальных частиц через отверстие сыграло заметную роль в доказательстве волновой природы материальных частиц и, в последствии, в создании атомной оптики [1] и атомной нанолитографии [2]. В наноразмерной оптической микроскопии отверстие диаметром в нанометровом диапазоне играет роль оптического зонда.

Одним из определяющих характеристик прохождения частиц через отверстие является поток прошедших частиц. При размерах отверстий меньше соответствующих длин волн поток прошедших частиц мал, что делает их мало применимыми и, соответственно, мало-интересными. Поэтому обнаружение явления экстремального пропускания света (ЭПС) [3], вызвало огромный интерес в научном сообществе. Последовавшие многочисленные фундаментальные исследования в этой области сделали суб-волновое отверстие новым оптическим элементом. В настоящее время создан новый класс оптических элементов на основе эффекта ЭПС, включая светодиоды, селективные поляризации-онные фильтры, усилители энергии.

При экстремальном пропускании света через нанотверстие отношение энергии, прошедшей через экран с отверстием, к энергии, падающей на отверстие, может превышать единицу и на несколько порядков превосходит значение, предсказываемое теорией дифракции Бете для суб-волновых отверстий. Аномальное прохождение излучения основано на множественных факторах, основными из которых являются возбуждение поверхностных волн и периодичность отверстий в экране, а в случае одиночных отверстий - возбуждение поверхностных волн и периодичность расположения структур вокруг отверстий.

Эффект возникновения ЭПС (возбуждения плазмонных волн и Фабри-Перо резонансов) и его использование, в случае отверстий, ограничены рядом факторов: (1) необходимостью относительно больших размеров отверстий, диаметром немного меньше диаметра соответствующего длине волны отсека распространяющейся моды волновода образованного нанотверстием; (2) требованием на

высокую проводимость (в основном золото и серебро) материала экрана; (3) необходимостью наличия периодичности структур; а также (4) большой частотной шириной резонанса прошедшего излучения.

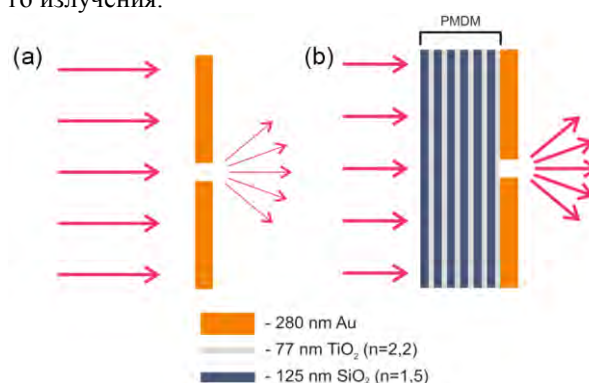


Рис. 1. (а) Нанотверстие в золотой плёнке нанесенной на кварцевую подложку; (б) нанотверстие в золотой плёнке, являющейся частью микрорезонатора, образованного на кварцевой подложке с помощью фотонного кристалла.

Отдельной важной проблемой является значительное увеличение потока фотонов через *единое нанотверстие*, поскольку единое нанотверстие позволяет реализовать локализованный в пространстве источник волн (Рис. 1(а)) имеющий широкое практическое применение. К настоящему времени наибольшее увеличение пропускания через единое нанотверстие составило значение $G = 125$, и было реализовано за счёт возбуждения поверхностных плазмонов на концентрических углублениях, окружающих нанотверстие и расположенных периодически в радиальном направлении [4].

В данной работе впервые был реализован иной механизм ЭПС через единичные отверстия. Он основан на помещении нанотверстия в поле излучения одномерного фотонного кристалла [5]. Экспериментально исследовано пропускание света через единичные нанотверстия диаметром существенно меньше длины волны света (диаметр нанотверстий меньше чем $\lambda/10$). Нанотверстия изготовлены в плёнке золота, являющейся частью фотонного кристалла, формирующего высокодобротный микрорезонатор.

Фотонный кристалл образован двенадцатью чередующимися диэлектрическими слоями толщиной $h_i = \lambda/(4n_i)$ каждый, где λ длина волны света ($\lambda = 730$ нм), n_i - показатель преломления материала слоев. Диэлектрические слои расположены таким образом, что за слоем с высоким показателем пре-

ломления (TiO_2 , $n_{\text{TiO}_2}=2,23$) следует слой с низким показателем преломления (MgF_2 , $n_{\text{MgF}_2}=1,38$). Слои из диэлектрика образуют одномерный фотонный кристалл, реализующий малое (около 2%) пропускание света в спектральном диапазоне от 650 нм до 800 нм (запрещенная зона фотонного кристалла). Для образования микрорезонатора на диэлектрические слои нанесён слой золота (Рис. 1), позволяющий реализовать микрорезонатор с добротностью около 100.

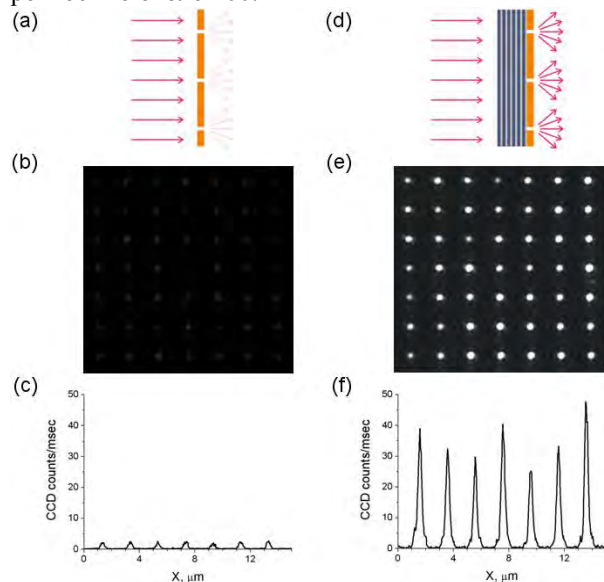


Рис. 2. Пропускания нанодоверстий диаметром 60 нм в золотой плёнке и нанодоверстий такого же диаметра в микрорезонаторе при одинаковых параметрах освещения и зондирования на длине волны света вблизи резонансной моды микрорезонатора:

Левая колонка - нанодоверстия в золотой плёнке: (а) схема освещения нанодоверстий в реперной золотой плёнке, (б) изображение нанодоверстий реперной золотой плёнке оптическом микроскопе, (с) поперечный срез изображения нанодоверстий.

Правая колонка - нанодоверстия в микрорезонаторе: (д) схема освещения нанодоверстий в микрорезонаторе, (е) изображения нанодоверстий микрорезонатора в оптическом микроскопе, (ф) поперечный срез изображения нанодоверстий изготовленных в микрорезонаторе.

На Рис. 2 представлены изображения нанодоверстий в золотой плёнке без фотонного кристалла и нанодоверстий в золотой плёнке на фотонном кристалле на длине волны света $\lambda = 780$ нм вблизи резонансной моды образованного фотонным кристаллом микрорезонатора. Изображения получены в инвертированном оптическом микроскопе при одинаковых параметрах освещения и зондирования образцов. На двумерных изображениях нанодоверстий (Рис. 2(б), 2(е)) видно, что амплитуда сигнала изображения нанодоверстий в реперной золотой плёнке настолько мала, что они едва заметны, в то время, как амплитуда сигнала изображения нанодоверстий микрорезонатора настолько велика, что превышает динамический диапазон отображения

сигнала. Это означает, что при одинаковых параметрах падающего излучения, поток фотонов излучаемых в радиационные моды свободного пространства на выходе нанодоверстий изготовленных в микрорезонаторе существенно выше, чем для нанодоверстий в реперной золотой плёнке. Этот факт является прямым доказательством влияния резонансной моды микрорезонатора на увеличение пропускания нанодоверстий.

Исследования показали, что с помощью реализованного в данной работе одномерного фотонного кристалла реализуется 28-ми кратное увеличение пропускания света через нанодоверстие диаметром около 60 нм на длине волны резонанса микрорезонатора образованного фотонным кристаллом $\lambda = 782$ нм, по сравнению с нанодоверстием в золотой плёнке [5]. Представленный подход реализует высокую спектральную селективность пропускания света через нанодоверстие, которая характеризуется двумя характерными особенностями: (1) максимум пропускания расположен на длине волны резонанса микрорезонатора; и (2) ширина пика на полувысоте составляет около $\lambda/90$. Найденный подход обладает рядом преимуществ: (1) позволяет значительно увеличить пропускание света через единичное отверстие, (2) увеличение пропускания не зависит от диаметра отверстия, (3) пропускание нанодоверстия является селективным по частоте, (4) не требуется применения на поверхности плёнки с отверстием каких-либо вспомогательных структур.

К числу основных практических применений реализованного подхода экстремального прохождения света через нанодоверстие можно отнести: нанолитографию с использованием световых нанополей, наноразмерную оптическую микроскопию, квантовую информатику, сенсорную, хранение информации, генерацию второй и третьей гармоник излучения.

В заключение отметим возможности дальнейшего развития системы «нанодоверстие + микрорезонатор на основе фотонного кристалла». В настоящей работе использовался микрорезонатор с достаточно умеренным значением добротности. Использование высокодобротных микрорезонаторов, имеющих добротность около 10^6 [6], является многообещающей перспективой для дальнейших исследований в данном направлении.

1. Wieman, C.E., Wineland, D.J. and Pritchard, D.E., Rev. Mod. Phys. 1999. V. 71, P. S253-S262.
2. Балькин, В.И., Мелентьев, П.Н., Российские нанотехнологии 2009. Т.4, С. 68-85.
3. Ebbesen, T.W., Lezec, H.J., Ghaemi, H.F., Thio, T., and Wolff P.A., Nature 1998. V. 391, P. 667-669.
4. Nahata, A., Linke, R.A., Ishi, T., Ohashi, K. Opt. Lett. 2003. V. 28, P. 423.
5. Melentiev, P.N., Afanasiev, A.E., Kuzin, A.A., Zablotskiy, A.V., Baturin, A.S., Balykin, V.I., Optics Express 2011. V. 19, P. 22743.
6. Notomi, M. Rep. Prog. Phys. 2010. V. 73, P. 096501.

Структурные, электронные и транспортные свойства гетероструктур металл/сегнетоэлектрик/металл, выращенных методом импульсного лазерного осаждения

М.Н. Миннекаев¹, А.В. Зенкевич¹, К.В. Булах², А.А. Чуприк², А.С. Батурин²,
Ю.Ю. Лебединский¹, Ю.А. Матвеев¹, С. Тисс³, В. Друбэ³

¹ Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ», Москва

² Московский Физико-Технический Институт, Долгопрудный

³ Deutsches Electronen-Synchrotron, Гамбург

mminnekayev@mephi.ru

В последние годы наблюдается повышенный интерес к исследованиям сверхтонких сегнетоэлектрических (СЭ) пленок в связи с возможностью реализации концепции сегнетоэлектрического туннельного перехода [1]. В структурах металл/СЭ/металл с правильно подобранными материалами электродов был предсказан теоретически [2] и недавно наблюдался экспериментально [3, 4] эффект туннельного электросопротивления (ТЕР), который заключается в том, что величина туннельного тока через сверхтонкий (2–5 нм) слой СЭ меняется в зависимости от направления электрической поляризации слоя СЭ. Это открывает принципиальную возможность создания нового типа энергонезависимой памяти, в которой запись информации производится путем смены направления поляризации СЭ приложенным электрическим полем.

В данной работе методом импульсного лазерного осаждения (ИЛО) на подложках MgO(100) были изготовлены эпитаксиальные и нанокристаллические структуры металл/СЭ/металл, где BaTiO₃ (ВТО) использован в качестве СЭ, а пары Pt, Fe или Pt, Cr – в качестве металлических электродов. Для абляции спеченной стехиометрической мишени ВТО и соответствующих металлов использовалась автоматизированная установка ИЛО с лазером YAG:Nd ($\lambda = 1.06$ мкм), работающим в режиме модулирования добротности ($\tau \approx 15$ нс), с регулируемой энергией в импульсе $E \approx 50$ –200 мДж и частотой $f = 5$ –50 Гц. При росте слоя ВТО и металлических пленок температура подложки составляла 500 °С и 250 °С, соответственно. Рост сверхтонких (2–15 нм) слоёв ВТО осуществлялся в двух режимах: в вакууме $P \sim 10^{-5}$ Па (ВТО_v), либо в атмосфере O₂ $P \sim 10^{-1}$ Па с последующим отжигом в кислороде при давлении $P \sim 10^1$ Па (ВТО_o). Рост металлических слоёв производился в сверхвысоком вакууме ($P \sim 10^{-5}$ Па).

Структурные свойства выращенных структур анализировались методами резерфордовского обратного рассеяния в режиме каналирования ионов и просвечивающей электронной микроскопии (ПЭМ) поперечного сечения. На Рис. 1 представлено изображение изображения ПЭМ высокого разрешения структуры Fe/VТО/Pt/MgO, из которого можно заключить о гетероэпитаксиальном росте [001](100)MgO||[001](100)Pt||[001](100)ВТО [5].

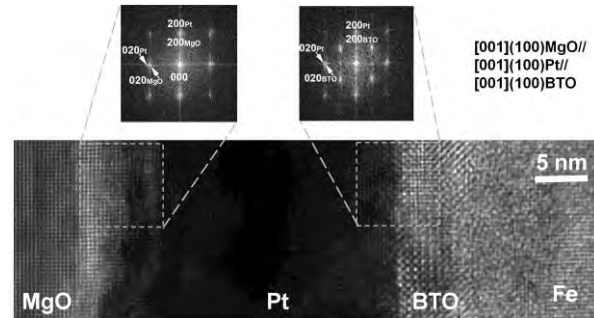


Рис. 1. Изображение просвечивающей электронной микроскопии структуры Fe/VТО/Pt/MgO(100) и соответствующие Фурье преобразования изображения на границах раздела указывают на эпитаксиальную структуру [5].

Химические свойства и электронная структура границы раздела металл/BaTiO₃ были исследованы методом высокоэнергетичной рентгеновской фотоэлектронной спектроскопии (ВЭРФЭС), реализованном в DESY (Германия). Используя известную методологию [6], было измерено взаимное расположение зон ВТО по отношению к уровню Ферми различных металлов.

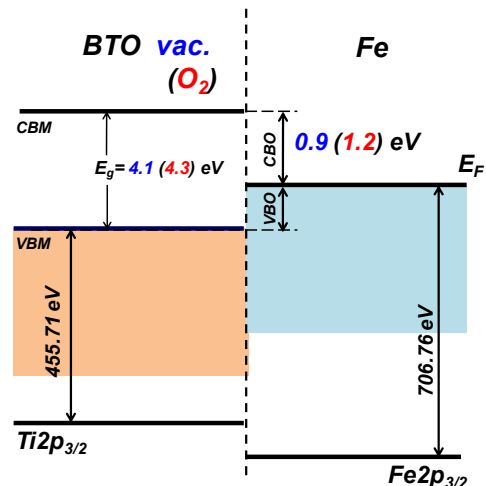


Рис. 2. Электронная структура границы раздела ВТО/Fe [7].

В частности, была восстановлена полная зонная диаграмма границы раздела для систем Fe/VТО (Рис. 2 [7]), а также Pt/VТО и Cr/VТО.

Параметры границ раздела металл/ВТО для различных металлов [7]. Пояснение обозначений см. на рис. 2.

Граница раздела	E_g , эВ	VBO, эВ	CBO, эВ
Fe/ВТО _{V(O)}	4.1 (4.3)	3.2 (3.1)	0.9 (1.2)
Pt/ВТО _{V(O)}	4.1 (4.3)	2.9 (2.5)	1.2 (1.8)
Cr/ВТО _{V(O)}	4.1 (4.3)	(2.9)	(1.4)

Сегнетоэлектрические свойства сверхтонких (2–15 нм) пленок ВТО были продемонстрированы методом микроскопии пьезоотклика на приборе Ntegra (NT-NDT, Зеленоград). Исследуемые области СЭ пленки BaTiO₃ поляризовались путем сканирования их в контактном режиме с постоянным положительным или отрицательным напряжением смещения ± 4 В на АСМ зонде марки CSG30 с платиновым проводящим покрытием относительно нижнего металлического электрода Pt в низком ($P \sim 10^{-1}$ Торр) вакууме. Параметры проведения измерений методом микроскопии пьезоотклика были следующими: скорость сканирования 4,2 мкм/с, частота переменного напряжения 319 кГц, амплитуда переменного напряжения 3 В. На картах распределения амплитуды и фазы нормальных колебаний кантилевера (рис. 3) при проведении измерений с помощью микроскопии пьезоотклика видно, что области, поляризованные напряжениями противоположных полярностей, по-разному реагируют на внешнее воздействие переменным электрическим полем. Сдвиг фаз нормальных колебаний кантилевера между областями с противоположными направлениями поляризации составил $\sim 85^\circ$. Рассчитанный коэффициент пьезоотклика для выращенных пленок составил $d_{33} = 52 \pm 10$ пм/В.

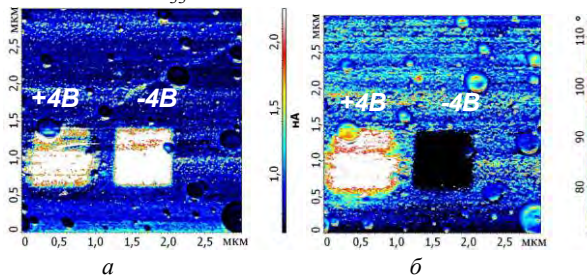


Рис. 3. Карта распределения амплитуды и фазы нормальных колебаний кантилевера АСМ в режиме микроскопии пьезоотклика.

Для измерения туннельных токов через слой ВТО в структуре ВТО(5 нм)/Pt(10 нм)/MgO(100) с использованием субмикронной маски была изготовлена матрица контактов Cr/Au (площадь контакта составляла $S \sim 4.5$ мкм²) (Рис. 4), на которых позиционировался зонд АСМ, после чего измерялась вольт-амперная характеристика (ВАХ) в диапазоне от -0.5 В до +0.5 В для противоположно направленных векторов поляризации (напряжение поляризации ± 3 В). Результаты измерения ВАХ показали, что туннельный ток через сверхтонкую (5 нм) СЭ пленку ВТО зависит от направления поляризации СЭ слоя (Рис. 5). Относительное

изменение величины туннельного электросопротивления составляет $TER = (R_{\uparrow} - R_{\downarrow}) / R_{\downarrow} \approx 10$.

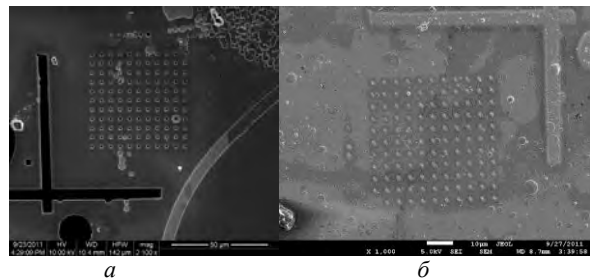


Рис. 4. СЭМ-изображение маски для нанесения микроконтактов (а) и нанесенных микроконтактов на поверхности образца ВТО(5 нм)/Pt(10 нм)/MgO (б).

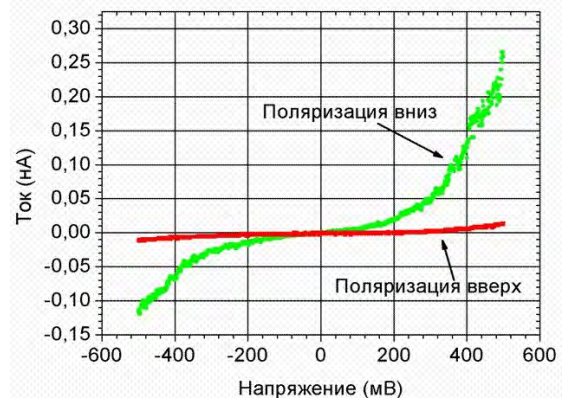


Рис. 5. ВАХ, снятые для противоположных направлений поляризации сверхтонкого слоя СЭ на основе ВТО в структуре Cr(10 нм)/ВТО(5 нм)/Pt(10 нм)/MgO.

- Zhuravlev, M.Ye. Giant Electroresistance in Ferroelectric Tunnel Junctions / M.Ye. Zhuravlev, R. F. Sabirianov, S. S. Jaswal, and E.Y. Tsymlal // Phys. Rev. Lett. 2005. V. 94, 246802.
- Tsymlal, E.Y. Tunneling across ferroelectric / E.Y. Tsymlal, H. Kohlstedt // Science. 2006. V. 313, P. 180-182.
- Garcia, V. Giant tunnel electroresistance for non-destructive readout of ferroelectric states / V. Garcia, S. Fusil, K. Bouzehouane, S. Enouz-Vedrenne, N. D. Mathur, A. Barthelemy, and M. Bibes // Nature. 2009. V. 460, P. 81-84.
- Gruverman, A. Tunneling Electroresistance Effect in Ferroelectric Tunnel Junctions at the Nanoscale / A. Gruverman, D. Wu, H. Lu, Y. Wang, H. W. Jang, C. M. Folkman, M. Ye. Zhuravlev, D. Felker, M. Rzechowski, C.-B. Eom, and E. Y. Tsymlal // Nano Lett. 2009. V. 9, № 10. P. 3539-3543.
- A. Zenkevich, M. Minnekaev, Yu. Lebedinskii, K. Bulakh, A. Chouprik, A. Baturin, R. Mantovan, M. Fanciulli, and O. Uvarov, Pulsed laser deposition of ultrathin BaTiO₃/Fe bi-layers: structural characterization and piezoelectric response // Thin Solid Films. 2011. doi:10.1016/j.tsf.2011.10.188 in press.
- Kraut, E.A. Precise Determination of the Valence-Band Edge in X-Ray Photoemission Spectra: Application to Measurement of Semiconductor Interface Potentials / E.A. Kraut, R.W. Grant, J.R. Waldrop, and S.P. Kowalczyk // Phys. Rev. Lett. 1980. V. 44, №24. P. 1620-1623.
- A. Zenkevich, R. Mantovan, M. Fanciulli, M. Minnekaev, Yu. A. Matveyev, Yu. Yu Lebedinskii, S. Thiess, and W. Drube Fe/BaTiO₃ interface: Band alignment and chemical properties // Appl. Phys. Lett. (2011) V. 99, 182905.

Магнитно-силовая микроскопия паттернированных ферромагнитных наноструктур

В.Л. Миронов, А.А. Фраерман, Б.А. Грибков, О.Л. Ермолаева

Институт физики микроструктур РАН, Н. Новгород

mironov@ipm.sci-nnov.ru

Интерес к паттернированным ферромагнитным наноструктурам обусловлен, прежде всего, перспективностью их применения в приборах спинтроники, в системах записи информации, а также в элементах гибридной магнитной логики. В связи с этим в последнее время большое внимание уделяется изучению магнитных состояний в сложных ферромагнитных наносистемах и механизмов их перемагничивания в локальных внешних магнитных полях. В этом случае магнитно-силовой микроскоп (МСМ) предоставляет уникальные возможности, поскольку, с одной стороны, зонд МСМ обладает значительными полями рассеяния, вызывающими эффекты перемагничивания, а с другой стороны, МСМ одновременно позволяет контролировать результаты такого локального воздействия. В настоящей работе приведен обзор результатов наших МСМ исследований ферромагнитных наноструктур за последние несколько лет [1-6]

Массивы ферромагнитных наночастиц различного состава и формы изготавливались методами электронной литографии и ионного травления тонкопленочных ферромагнитных структур, выращенных методом магнетронного напыления на подложках Si. Исходные структуры представляли собой либо одиночные слои ферромагнетика, либо многослойные структуры F/I/F или F/I/F/I/F, в которых ферромагнитные слои (F) разделялись тонкой немагнитной прослойкой изолятора (I). Электронная литография проводилась на установке "ELPHY PLUS" на основе сканирующего электронного микроскопа "Supra 50VP" (компания "Carl Zeiss"). Магнитные состояния в наноструктурах и процессы локального перемагничивания исследовались с помощью зондового микроскопа "Solver HV" (компания "НТ-МДТ"). Компьютерное микромагнитное моделирование основных состояний намагниченности частиц и процессов их перемагничивания проводилось с помощью стандартного пакета программ OOMMF и специально разработанного в ИФМ РАН программного пакета SIMMAG.

Были проведены МСМ исследования вихревых состояний намагниченности в однослойных ферромагнитных нанодисках различной формы [1,2]. В частности, в массивах треугольных дисков были реализованы состояния с одинаковой ориентацией магнитных вихрей (Рис. 1).

Исследованы магнитные состояния в частицах крестообразной формы. Для реализации анти-вихревого состояния были предложены крестообразные частицы несимметричной формы, у которых два сектора имели заострения на концах, повышающие коэрцитивность, а два другие имели утолще-

ния, понижающие коэрцитивность. Анти-вихревое состояние (Рис. 2) реализовывалось в таких частицах в процессе перемагничивания во внешнем однородном поле за счет различной коэрцитивности секторов креста [3].

Также были проведены эксперименты по перемагничиванию частиц крестообразной формы под действием поля МСМ зонда [4].

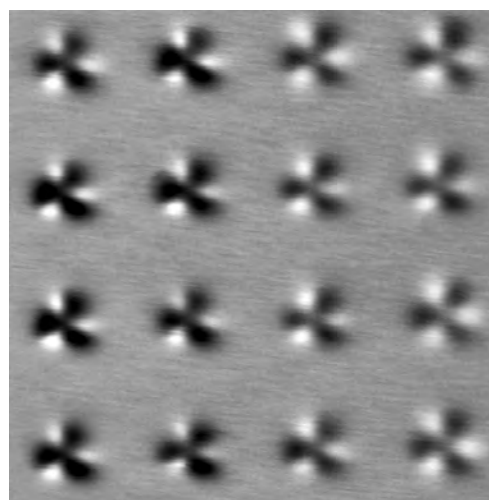


Рис. 1. МСМ изображение массива нанодисков треугольной формы с вихревым состоянием намагниченности.

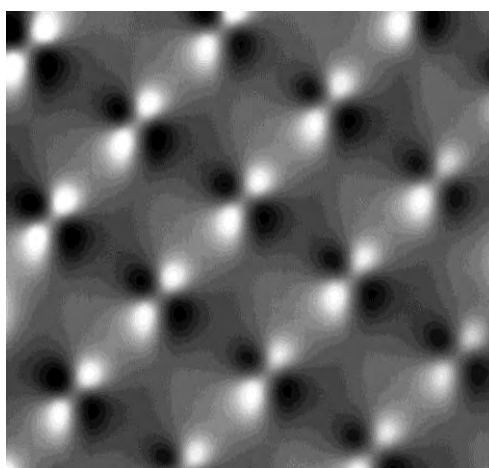


Рис. 2. МСМ изображение массива несимметричных частиц крестообразной формы с антивихревым состоянием намагниченности.

Были проведены исследования магнитных состояний в двухслойных эллиптических нанодисках Co/Si/Co. в таких частицах реализуются две устой-

чивые конфигурации магнитных моментов в соседних ферромагнитных слоях. Основное состояние соответствует антиферромагнитной упорядоченности намагниченности слоев Co. Другое состояние с ферромагнитной упорядоченностью магнитных моментов в слоях Co является метастабильным. На МСМ изображениях эти состояния отличаются интенсивностью фазового контраста и расстоянием между экстремумами в распределении контраста. Были также проведены исследования процессов локального перемангничивания нанодисков Co/Si/Co под действием неоднородного поля МСМ зонда [4].

Были проведены экспериментальные МСМ исследования состояний намагниченности в круглых многослойных дисках, состоящих из трех слоев Co, разделенных немагнитными прослойками Si [5]. Теоретически было предсказано, что в таких частицах возможна реализация как коллинеарных состояний различной симметрии, так и состояний с неколлинеарным (геликоидальным) распределением намагниченности. Для наблюдения геликоидального состояния был предложен и изготовлен оптимизированный образец, содержащий частицы, у которых толщина слоев Co уменьшалась с увеличением расстояния от подложки. При этом вклады различных слоев в формирование МСМ контраста становились приблизительно одинаковыми, так что становилось возможным наблюдение спирального МСМ контраста, соответствующего геликоидальному состоянию. Экспериментальное МСМ изображение массива частиц с геликоидальной конфигурацией магнитных моментов слоев Co приведено на Рис. 3.

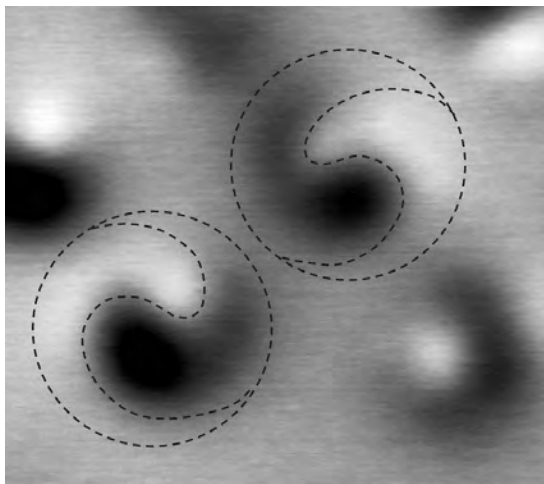


Рис. 3. МСМ изображение массива трехслойных наночастиц с неколлинеарным (геликоидальным) состоянием намагниченности.

Исследованы процессы пиннинга-депиннинга доменных стенок в гибридных системах, состоящих из ферромагнитной нано проволоки и двух ферромагнитных наночастиц, расположенных по обе стороны нано проволоки и образующих магнитные заслонки, регулирующие прохождение доменных стенок [6]. В эксперименте исследовалась система, изготовленная методами электрон-

ной литографии из соединения CoFe. Размеры нано проволоки составляли $5000 \times 100 \times 20$ нм. С обеих сторон от нано проволоки помещались управляющие наночастицы размерами $200 \times 100 \times 20$ нм. Экспериментально подтверждено, что в такой системе в зависимости от конфигурации магнитных моментов наблюдается пиннинг доменной стенки двух типов: либо на потенциальном барьере в области перед наночастицами, либо в потенциальной яме, расположенной непосредственно в пространстве между наночастицами. In situ МСМ исследования показали, что для исследуемой нами системы поле зарождения доменной стенки составляло 300 Э, а поле депиннинга составляло 550 Э [6].

Проведены МСМ исследования процессов перемангничивания массивов сильно взаимодействующих ферромагнитных наночастиц на треугольной решетке. Показана возможность формирования состояния с нулевым средним магнитным моментом (Рис. 4).

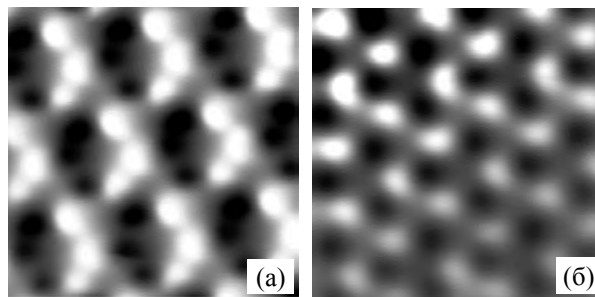


Рис. 4. МСМ изображение однородно намагниченного состояния (а) и состояния с нулевым средним магнитным моментом (б) в массиве наночастиц на треугольной решетке.

Также проведены исследования локального перемангничивания уединенного массива из 6 частиц зондом МСМ.

Выражаем благодарность С.А. Гусеву, А.Ю. Климову, В.В. Рогову, С.Н. Вдовичеву, Е.В. Скороходову за изготовление образцов, а также И.А. Шерешевскому, И.М. Нефедову, И.Р. Каретниковой за помощь в микромагнитном моделировании.

Работа поддержана Российским фондом фундаментальных исследований (проект 11-02-00434-а).

1. J.Chang, V.L.Mironov, B.A.Gribkov et al. - J. Appl. Phys., **100**, 104304 (2006).
2. V.L.Mironov, B.A.Gribkov, S.N.Vdovichev, et al. - J. Appl. Phys., **106**, 053911 (2009).
3. V.L.Mironov, O.L.Ermolaeva, S.A.Gusev et al. - Phys. Rev. B, **81**, 094436 (2010).
4. В.Л.Миронов, А.А.Фраерман, Б.А.Грибков и др. - Ф.М.М., **110**, (7), 708 (2010).
5. B.A.Gribkov, A.A.Fraerman, S.V.Gusev et al. - J. Appl. Phys., **103**, 073916 (2008).
6. V.L.Mironov, O.L.Ermolaeva, E.V.Skorohodov et al. - arXiv:cond-mat/1106.3420 (2011).

Структурные превращения и реконструкция поверхности Cu(110) при адсорбции хлора

Т.В. Павлова, Г.М. Жидомиров, Б.В. Андрюшечкин, К.Н. Ельцов

Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН, Москва

pavlova@kapella.gpi.ru

В настоящей работе представлены теоретические *ab-initio* расчеты поверхностных структур, формирующихся на поверхности Cu(110) при адсорбции молекулярного хлора. Работа является логическим продолжением предыдущих экспериментальных исследований [1], в ходе которых методом сканирующей туннельной микроскопии (СТМ) в комбинации с дифракцией медленных электронов (ДМЭ) обнаружен ряд реконструкций, последовательно меняющих друг друга при увеличении степени покрытия. В частности, было установлено, что при комнатной температуре при низкой степени покрытия ($\theta < 0.4$ монослоя (МС)) хлор не формирует упорядоченных структур. В области $0.4 < \theta < 0.5$ МС формируется периодическая система разреженных доменных стенок, разделяющих антифазные домены со структурой $c(2 \times 2)$. При $\theta = 0.5$ МС на поверхности формируется соразмерная решетка $c(2 \times 2)$, которая сжимается при дальнейшей адсорбции хлора, образуя несоразмерную квазигексагональную структуру, и при $\theta \approx 0.6$ МС поверхность (110) начинает фасетироваться с образованием плоскостей $\{210\}$ (рис. 1). При $\theta > 0.69$ МС насыщенный монослой хлора представляет собой полностью фасетированную поверхность Cu(110).

Несмотря на значительный прогресс в понимании структурных превращений на хлорированной поверхности Cu(110) [1], задачи определения атомной структуры квазигексагональной структуры, сосуществующей с фасетками, а также мест адсорбции атомов хлора на гранях $\{210\}$ оставались не решенными. Именно эти задачи решались в настоящем исследовании.

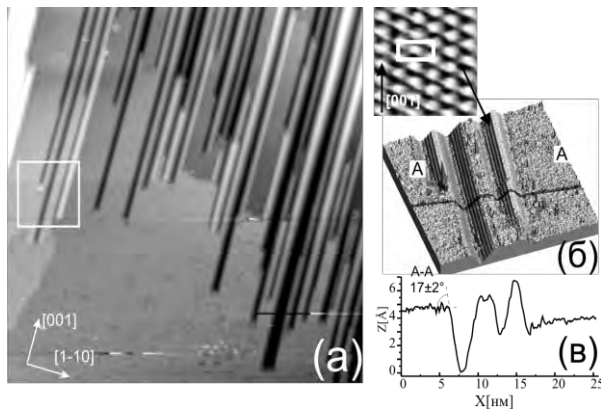


Рис. 1. (а) СТМ-изображение ($1500 \times 1500 \text{ \AA}^2$, $U_s = -1500 \text{ мВ}$, $I_t = 0.2 \text{ нА}$, $T = 300 \text{ К}$) частично фасетированной поверхности меди (110), покрытой адсорбированным хлором; (б) увеличенный фрагмент изображения размером $250 \times 250 \text{ \AA}^2$; (в) профиль сечения вдоль линии А-А.

Все *ab-initio* расчеты проводились методом теории функционала плотности (ТФП) с применением программного пакета VASP, разработанного в университете Вены [2–5]. При расчетах использовался GGA-PBE обменно-корреляционный функционал [6] и псевдопотенциал PAW [7]. Для описания волновых функций валентных электронов был выбран базис плоских волн с энергией отсечки 400 эВ. Электронные итерации проводились до тех пор, пока изменение полной энергии не становилось меньше 10^{-4} эВ. Оптимизация атомных координат происходила до тех пор, пока силы, действующие на атомы, не становились меньше 10^{-2} эВ/А. Для вычисления релаксации положения ионов применялся метод сопряженных градиентов. Интегрирование зоны Бриллюэна выполнялось с использованием Monkhorst-Pack [8] сетки размерами $2 \times 3 \times 1$ для поверхности (110) и $6 \times 6 \times 1$ для поверхности (210). Для моделирования поверхности меди (110) с адсорбированным хлором мы брали периодически повторяющиеся пластины, состоящие из четырех атомных слоев меди, разделенные вакуумным промежутком в 14.5 А. Адсорбированные атомы хлора помещались на одну сторону пластины. Нижние два слоя меди в ходе расчетов были зафиксированы на своих атомных положениях, в то время как два верхних слоя меди вместе с адсорбированными атомами хлора могли релаксировать. Для моделирования поверхности (210), являющейся плоскостью фасеток поверхности (110), использовалось 10 слоев меди, из которых пять нижних были зафиксированы, а пять верхних и атомы адсорбата оставались подвижны. Вакуумный промежуток составлял 12 А.

Для определения несоразмерной квазигексагональной структуры атомов хлора на поверхности меди (110) при степени покрытия 0.69 МС (рис. 2а,б), нами были предложены различные модели, для которых, после релаксации в ходе ТФП-расчетов, построены теоретические СТМ-изображения в рамках подхода Терсоффа-Хаманна [9]. Для моделирования применялась элементарная ячейка 25×2 , что соответствует степени покрытия 0.68 МС (моделирование сжатой решетки хлора со степенью покрытия 0.69 МС потребует значительного увеличения времени расчета и ресурсов из-за дополнительного увеличения элементарной ячейки в 4 раза). Модель, в которой атомы хлора расположены в промежутках между верхними рядами меди и занимают положения между длинными мостиковыми (long bridge) и в углублении между четырьмя атомами меди (hollow) (рис. 3), оказалась энергетически наиболее выгодной. Кроме того, теоретиче-

ское СТМ-изображение данной модели правильно передает закономерности, наблюдаемые в эксперименте (рис. 2б,в): в каждом ряду периодически повторяются спаренные и одиночные яркие пятна. Большой период повторений одиночных и спаренных ярких атомов на теоретическом СТМ-изображении по сравнению с экспериментальным обусловлен меньшей степенью покрытия (0.68 МС) по сравнению со степенью покрытия на эксперименте (0.69 МС).

Согласно предыдущим ТФП-вычислениям [1], наиболее выгодным местом адсорбции хлора на поверхности Cu(110) для решетки $c(2 \times 2)$ является короткое мостиковое (short bridge) положение, наименее выгодным – положение над атомом (on top). Несмотря на то, что короткие мостиковые положения являются наиболее предпочтительными при адсорбции одиночных атомов хлора на поверхности меди (110), в данной модели (рис. 3) атомы хлора располагаются между рядов атомов меди, избегая невыгодного положения над атомом меди. Таким образом, результаты ТФП-моделирования показали, что атомы хлора находятся в каналах, образованных атомными рядами подложки и пробегают положения от длинного мостикового до положения между четырьмя атомами меди.

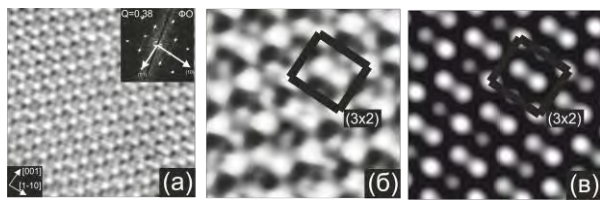


Рис. 2. (а) СТМ-изображение ($130 \times 130 \text{ \AA}^2$, $U_s = -250 \text{ мВ}$, $I_t = 0.3 \text{ нА}$, $T = 300 \text{ К}$) для слоя хлора максимальной плотности 0.69 МС на террасе (110); (б) увеличенный фрагмент с ячейкой (3×2) ; (в) теоретическое СТМ-изображение при покрытии в 0.68 МС.



Рис. 3. Модель элементарной ячейки сжатой решетки (3×2) (степень покрытия 0.68 МС) Атомы хлора отмечены серым цветом, атомы меди — белым.

При достижении критической степени покрытия хлором в 0.6 МС начинается фасетирование поверхности меди (110) [1]. Ориентация новых плоскостей соответствует $\{210\}$. Для определения места адсорбции хлора на фасетированной поверхности (110) был проведен ТФП-расчет наиболее выгодного положения атома хлора на плоскости (210). Согласно ТФП-расчету, все атомы хлора занимают положения между тремя атомами меди в плоскости (100) (рис. 4а). В этом положении атом хлора образует связи с тремя атомами меди на одинаковом расстоянии 2.37 Å: две с атомами меди первого слоя поверхности (210), и одну с атомом меди второго слоя. Энергия адсорбции в этом положении равна -2.01 эВ. Расстояние между атомами хлора вдоль образующей фасетки составляет 3.64 Å, а расстояние между атомами хлора в соседних террасах (поперек образующей фасетки) заметно

больше и составляет 4.43 Å. Следовательно, на каждой террасе атомы хлора образуют цепочки вдоль направления $[001]$, занимая все адсорбционные места на ней (рис. 4б).

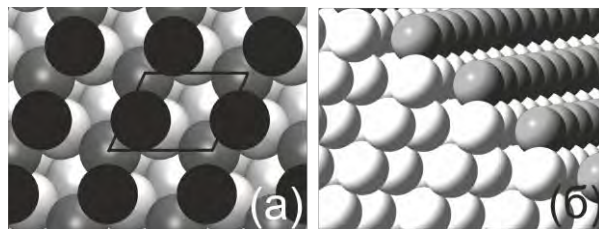


Рис. 4. (а) Поверхность (210), на которой атомы хлора занимают наиболее выгодное положение, с нанесенной элементарной ячейкой (атомы хлора обозначены черным цветом, атомы меди верхнего ряда – серым, остальные атомы меди – белым); (б) модель фасетки (атомы хлора обозначены серым цветом, атомы меди – белым).

Таким образом, в данной работе с применением ТФП расчетов удалось установить:

- 1) В квазигексагональной структуре ($\theta > 0.65 \text{ МС}$) атомы хлора расположены в каналах, сформированных атомами меди. Принимая во внимание, что местами адсорбции в несжатой решетке $c(2 \times 2)$ являются короткие мостиковые положения, можно заключить, что процесс сжатия решетки $c(2 \times 2)$ не может быть описан простым движением атомов вдоль направления $[110]$ подложки. Если учесть, что при начале сжатия решетки $c(2 \times 2)$ атомное разрешение в СТМ пропадает, то вероятным оказывается реконструкция, включающая перемещения атомов подложки.
- 2) Местами адсорбции атомов хлора на грани (210) являются мостиковые положения. На фасетках, на каждой из террас, атомы хлора образуют цепочки вдоль направления $[001]$, занимая все адсорбционные места на ней.

1. Андрущечкин Б.В., Гладченко Е.В., Рожкова А.С., Ельцов К.Н., Керрен Б., Черкез В.В. Структурные превращения и реконструкция поверхности Cu(110) при адсорбции хлора // Труды ИОФАН; 2010 т. 66, с. 97–132.

2. Kresse G., Hafner J. Ab initio molecular-dynamics for liquid-metals // Phys. Rev. B. 1993. Vol. 47. P. 558–561.

3. Kresse G., Hafner J. Ab-initio molecular-dynamics simulation of the liquid-metal-amorphous-semiconductor transition in germanium // Phys. Rev. B. 1994. Vol. 49. P. 14251–14269.

4. Kresse G., Furthmuller J. Efficiency of ab-initio total energy calculations for metals and semiconductors using a plane-wave basis set // Comp. Mat. Sci. 1996. Vol. 6. P. 15–50.

5. Kresse G., Furthmuller J. Efficient iterative schemes for ab initio total-energy calculations using a plane-wave basis set // Phys. Rev. B. 1996. Vol. 54. P. 11169–11186.

6. Perdew J.P., Burke K., Ernzerhof M. Generalized gradient approximation made simple // Phys. Rev. Lett. 1996. Vol. 77. P. 3865–3868.

7. Kresse G., Joubert D. From ultrasoft pseudopotentials to the projector augmented-wave method // Phys. Rev. B. 1999. Vol. 59. P. 1758–1775.

8. Monkhorst H.J., Pack J.D. Special points for Brillouin-zone integrations // Phys. Rev. B. 1976. Vol. 13. P. 5188–5192.

9. Tersoff J., Hamann D.R. Theory of the scanning tunneling microscope // Phys. Rev. B. 1985. Vol. 31. P. 805–813.

Роль ковалентного взаимодействия и переноса заряда во взаимодействии графена на поверхности Ni(111) с интеркалированными слоями Au, Cu и Al

А.А. Попова¹, А.Г. Рыбкин¹, Д.Е. Марченко^{1,2}, А. Варыхалов², О. Радер², А.М. Шикин¹

¹Санкт-Петербургский государственный университет, С.-Петербург

²Helmholtz Zentrum Berlin, Berlin

popova.anna@bk.ru

Исследования графена и графен-содержащих систем привлекают повышенный интерес в последние годы вследствие уникальных свойств этого материала (которые обусловлены линейностью дисперсионной зависимости электронных состояний вблизи уровня Ферми) и возможностью использования графена в качестве базового элемента будущей наноэлектроники и спинтроники.

Известно, что уникальная электронная структура и, соответственно, физико-химические свойства графена могут существенно изменяться при взаимодействии графена с подложкой, на которой он был синтезирован или нанесен [1-6]. Возникающее при этом взаимодействие может приводить к энергетическому сдвигу электронных состояний валентной зоны, появлению локальных запрещенных зон и даже искажению линейности дисперсионной зависимости π состояний графена, которая в свою очередь и обуславливает многие уникальные свойства графена.

В данной работе будут представлены результаты исследования особенностей электронной структуры валентной зоны графена, синтезированного крекингом пропилена на поверхности Ni(111) при взаимодействии с нижележащей Ni-подложкой и с интеркалированными под графен монослоев атомов Au, Cu и Al. Исследование посвящено выявлению роли гибридизации электронных состояний графена с электронными состояниями интеркалированного металла и локального переноса заряда между графеном и нижележащим металлом в формировании электронной структуры исследуемых систем.

Показано, что ковалентное взаимодействие π состояний графена с металлами, имеющими d электронные состояния в валентной зоне (Ni, Au, Cu), приводит к значительному искажению дисперсионных зависимостей электронных π состояний графена в области пересечения с d состояниями, которые могут быть описаны с позиций эффектов «непересечения» электронных состояний и формирования связывающих и разрыхляющих (d- π)-состояний, локализованных выше и ниже области пересечения данных состояний (рис.1). В результате в области предполагаемого пересечения π состояний графена с d состояниями интеркалированного металла наблюдаются существенные искажения дисперсионной зависимости π состояний с формированием небольших энергетических разрывов в дисперсионной зависимости.

Общая связь графена с подложкой (нижележащим металлом) определяется энергетическим положением и сравнительной заселенностью сформированных гибридных связывающих и разрыхляющих состояний. Для графена, синтезированного непосредственно на поверхности Ni(111), вследствие энергетической локализации Ni d состояний вблизи уровня Ферми, гибридные (d- π)-состояний разрыхляющего характера расположены выше уровня Ферми. Поэтому данные состояния практически не заполнены. Вследствие заселенности состояний только связывающего типа взаимодействие графена с Ni(111) очень сильное (рис.1.а).

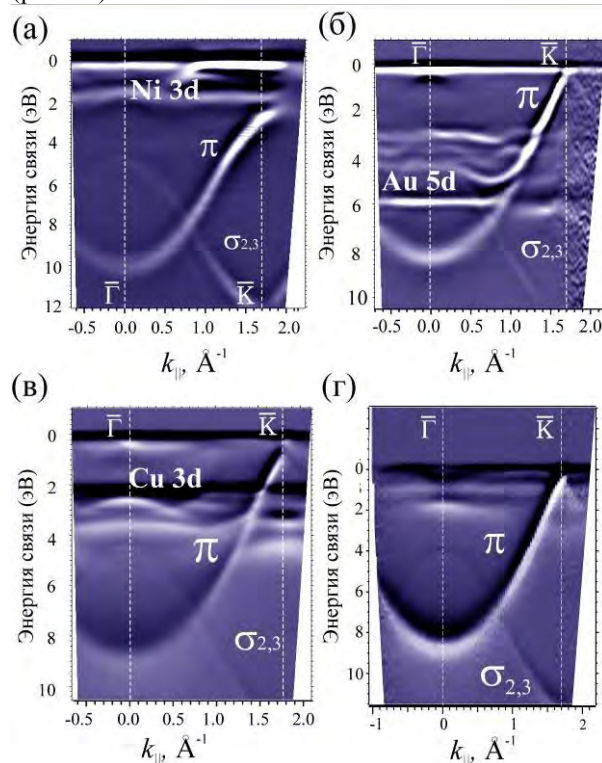


Рис. 1. Электронная энергетическая структура, измеренная в $\overline{\Gamma\bar{K}}$ направлении зоны Бриллюэна графена для систем: (а) - графена, сформированного на поверхности Ni(111) крекингом пропилена ($h\nu=62$ эВ); (б) – графена на поверхности Ni(111) с последующей интеркаляцией Au ($h\nu=50$ эВ); (в) – графена на поверхности Ni(111) с последующей интеркаляцией Cu ($h\nu=62$ эВ); (г) – графена на поверхности Ni(111) с последующей интеркаляцией атомов Al ($h\nu=60$ эВ).

5d и 3d состояния Au и Cu, соответственно, расположены ниже уровня Ферми (см. рис 1. б,в).

Поэтому при взаимодействии графена с интеркалированными слоями Au и Cu заселенность состояний разрыхляющего и связывающего типа уже становится сравнимой, что приводит к результирующей общей слабой связи графена с подложкой. В результате, после интеркаляции атомов Au и Cu электронная структура становится подобной электронной структуре квазисвободного графена с линейной дисперсией π состояний в области точки \bar{K} зоны Бриллюэна и локализацией точки Дирака в области уровня Ферми (рис.2.б.в).

При интеркаляции атомов Cu под графеновый монослой помимо ковалентного взаимодействия имеет место небольшой перенос заряда с частичным заполнением ранее свободных π^* состояний и со сдвигом точки Дирака на 0,35 эВ в сторону увеличения энергии связи (рис.2.в). Для графена с интеркалированным слоем Au точка Дирака локализована непосредственно вблизи уровня Ферми (рис. 2.б).

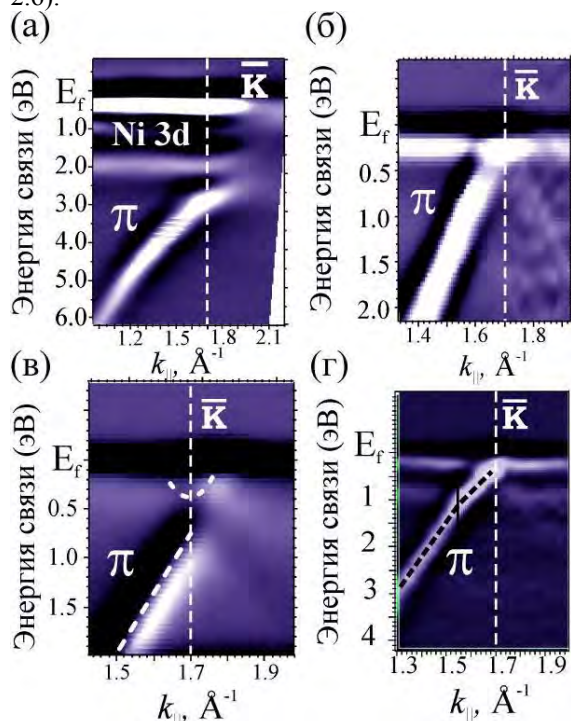


Рис. 2. Увеличенный масштаб электронной энергетической структуры в области точки \bar{K} зоны Бриллюэна графена для систем: (а) - графена, сформированного на поверхности Ni(111) крекингом пропилена ($h\nu=62$ эВ); (б) - графена на поверхности Ni(111) с последующей интеркаляцией Au ($h\nu=50$ эВ); (в) - графена на поверхности Ni(111) с последующей интеркаляцией Cu ($h\nu=62$ эВ); (г) - графена на поверхности Ni(111) с последующей интеркаляцией атомов Al ($h\nu=60$ эВ).

Интеркаляция Al, как металла с sp типом валентной зоны, под графеновый монослой также приводит к блокировке сильного ковалентного взаимодействия графена с Ni подложкой и формированию электронной структуры, подобной электронной структуре квазисвободного графена (рис. 1.г).

Однако, в отличие от взаимодействия графена с металлами, имеющими d состояния в валентной зоне (Ni, Au, Cu), взаимодействие графена с интеркалированным Al не приводит к искажению дис-

персионных зависимостей π состояний графена во всей области существования π состояний. При этом детальный анализ дисперсионных зависимостей π состояний вблизи точки \bar{K} в области уровня Ферми показывает некоторое их искажение при пересечении с ветвью электронных состояний, характерными при энергии ~ 1 эВ (рис. 2.г) вследствие ковалентного взаимодействия графена с подложкой. В результате интеркаляции Al дисперсионные зависимости π состояний имеют линейный характер в области точки \bar{K} зоны Бриллюэна и точка Дирака располагается вблизи уровня Ферми (0,4 эВ ниже уровня Ферми). Однако при этом на уровне Ферми в области точки \bar{K} образуется небольшая запрещенная зона между конусами заполненных π и свободных π^* состояний графена (рис.2.г).

Анализ процесса интеркаляции Al под графеновый монослой показал, что интеркаляция Al несколько отличается от интеркаляции других металлов (например, благородных металлов). Имеет место растворение и последующее сплавление интеркалируемого Al с Ni подложкой. Только при достаточном увеличении концентрации Al, интеркалированного под графен, происходит накопление его на интерфейсе непосредственно под графеновым монослоем и формирование в приповерхностной области сплава с превалирующей концентрацией Al, что и приводит к блокировке сильного взаимодействия графена с Ni подложкой.

В докладе будут представлены результаты исследования методами электронной спектроскопии с угловым разрешением, методом сканирующей туннельной микроскопии, спектроскопии поглощения рентгеновского излучения и дифракции медленных электронов.

1. Abdelouahed S., Spin-split electronic states in graphene: Effects due to lattice deformation, Rashba effect, and adatoms by first principles / A. Ernst, and J. Henk, I. V. Maznichenko and I. Mertig // Phys. Rev B 2010. V.82, P. 125424

2. Enderlein C., The formation of an energy gap in graphene on ruthenium by controlling the interface / Y. S. Kim, A. Bostwick, E. Rotenberg and K. Horn // New J. Phys. 2010. V.12, P. 033014

3. Oshima C., Ultra-thin epitaxial films of graphite and hexagonal boron nitride on solid surfaces / A. Nagashima // J. Phys.: Condens. Matter, 1997. V. 9, P. 1-20

4. Шикин А.М., Формирование квазисвободного графена на поверхности Ni(111) интеркалированными слоями Cu, Ag, Au / Адамчук В.К., Ридер К.Х. //ФТТ. 2009. V.51, 11, P. 2251

5. Varykhalov A., Effect of noble-metal contacts on doping and band gap of graphene / M.R. Scholz, T.K. Kim, O. Rader // Phys. Rev. B 2010. V.82, P.121101

6. Попова А.А., Роль ковалентного взаимодействия в формировании электронной структуры графена на поверхности Ni(111) с интеркалированными слоями Au и Cu / А.М. Шикин, А.Г. Марченко, А.Г. Рыбкин, О.Ю. Вилков, А. А. Макарова, А.Ю. Варыхалов, О. Rader // Физика твердого тела, 2011. V. 53, 12, P. 2409

Поверхностные фононы: теория и эксперимент

Г.Г. Русина^{1,2}

¹Институт физики прочности и материаловедения, Томск

²Томский государственный университет, Томск

rusina@ispms.tsc.ru

Проблема исследования динамики поверхности является одной из важнейших задач физики и химии твердого тела. Изменение координатного окружения на поверхности приводит к значительной модификации межатомных связей и, как следствие, к изменению характера смещений атомов поверхностного слоя. Появляется новый тип колебательных мод (поверхностные фононы) максимально локализованных на поверхностных атомах и экспоненциально затухающих в объеме. Поверхностные фононы являются носителями информации об атомной геометрии, структуре связи и межатомных силовых константах в поверхностных слоях.

Несмотря на то, что динамике поверхности уделялось внимание исследователей начиная с Рэллея (1902 г.), однако интенсивное исследование поверхностных фононов началось с появлением в середине 80-х годов экспериментальных методов неупругого рассеяния атомов гелия (HAS) (inelastic He-atom scattering) [1] и спектроскопии характеристических потерь энергии электронов (EELS) (electron energy loss spectroscopy) [2]. Эти методы позволили определить дисперсию поверхностных колебаний для различного типа материалов, включая металлы и полупроводники. Одним из важнейших экспериментальных результатов явилось обнаружение на всех низкоиндексных поверхностях металлов низкочастотного продольного резонанса [1,2]. Однако природа этого резонанса в рамках HAS и EELS описывалась по разному. Оба этих метода основаны на измерении неупругой компоненты рассеяния поверхностными атомами низкоэнергетических частиц (атомов, электронов и др.). HAS является наиболее чувствительным к смещениям атомов первого слоя параллельным поверхности, т.к. атомы He (с кинетической энергией 20-60 meV) рассеиваются осцилляциями поверхностной электронной плотности на расстоянии 2-3 Å над первым слоем. Кинетическая энергия электронов в EELS значительно выше (20-300 eV) и они проникают на большие расстояния от поверхности, что позволяет получать информацию о фононах, локализованных не только на первом слое, но и в подповерхностных слоях. Различие именно этих характеристик лежало в основе расхождения данных о природе аномального продольного резонанса. Лишь с привлечением теоретических моделей [3] удалось описать этот резонанс, играющий важную роль в электрон-фононных взаимодействиях на поверхности, в поверхностной диффузии и динамиче-

ской устойчивости поверхности, особенно при внешних воздействиях. Развиваемые в настоящее время различные теоретические подходы позволяют рассчитывать поверхностные фононные спектры со степенью точности, допускающей сопоставление получаемых результатов с данными эксперимента.

Для теоретического описания динамики поверхности используется микроскопическая теория, развитая для динамики решетки и основанная на двух приближениях: адиабатическом и гармоническом. В приложении данной теории к поверхности необходимо учесть нарушение трехмерной периодичности кристалла в направлении перпендикулярном поверхности. Это приводит к появлению дополнительных мод, не существующих в объемном кристалле и локализованных на поверхности.

Адиабатическое приближение основано на идее об адиабатическом разделении медленного движения ионов и быстрого движения валентных электронов при расчете энергии кристалла [4]. В этом случае движение атомов системы определяется эффективным потенциалом:

$$V_{eff}(\{\mathbf{R}\}) = V_{ion}(\{\mathbf{R}\}) + E_{el}(\{\mathbf{R}\}), \quad (1)$$

который зависит только от координат ионов $\{\mathbf{R}\}$. В правой части (1) V_{ion} – кулоновский потенциал взаимодействия ионов, E_{el} – энергия основного состояния валентных электронов для данной конфигурации ионов $\{\mathbf{R}\}$.

В гармоническом приближении эффективный потенциал описывает спектр фононных возбуждений кристалла. Разложение потенциала в ряд Тейлора ограничивается квадратичным членом для малых атомных смещений из положений равновесия. Этот квадратичный член представляет собой матрицу силовых постоянных и определяет динамические свойства решетки:

$$\Phi_{n\beta j}^{m\alpha i} = \sum_{m\alpha i} \frac{d^2 V}{dX_{m\alpha i} dX_{n\beta j}} \Big|_{\substack{R_{m\alpha} = R_{m\alpha}^0 \\ R_{n\beta} = R_{n\beta}^0}}, \quad (2)$$

где $\mathbf{R}_{m\alpha} = \mathbf{R}_{m\alpha}^0 + \mathbf{S}_{m\alpha}$; $\mathbf{R}_{m\alpha}^0 = \mathbf{R}_m^0 + \boldsymbol{\tau}_\alpha^0$ (верхний индекс 0) означает равновесное положение элементарной ячейки m ; $\boldsymbol{\tau}_\alpha^0$ задает положение атома α в элементарной ячейке; смещение атома α в элементарной ячейке m определяется $\mathbf{S}_{m\alpha}$, $R_{m\alpha i}^0$, $R_{m\alpha i}^0$, $S_{m\alpha i}$ – компоненты соответствующих векторов.

Фурье представлением матрицы силовых постоянных является динамическая матрица:

$$D_{\alpha\beta}^{ci}(\mathbf{q}) = -\frac{1}{\sqrt{M_\alpha \cdot M_\beta}} \sum_{\mathbf{h}} \Phi_{\alpha\beta}^{\mathbf{h}} \cdot \exp[i\mathbf{q}(\mathbf{h} + \boldsymbol{\tau}_\beta - \boldsymbol{\tau}_\alpha)] \quad (3)$$

которой определяется уравнение для нормальных фононных мод.

$$\sum_{\beta j} \left[D_{\alpha\beta}^{ci}(\mathbf{q}) - \omega^2 \cdot \delta_{\alpha\beta} \cdot \delta_{ij} \right] \cdot \varepsilon_{\beta j}(\mathbf{q}) = 0, \quad (4)$$

где \mathbf{h} – вектора прямой решётки, M_α и M_β – массы атомов α и β , $\omega(\mathbf{q}\lambda)$, $\varepsilon_{\beta j}(\mathbf{q}\lambda)$ – энергия и поляризация нормальных мод, определяющихся волновым вектором \mathbf{q} и индексом дисперсионной кривой λ .

В общем виде теоретические исследования динамики поверхности кристаллов включают в себя несколько уровней, различающихся количеством параметров, определяемых вне рамок теории, например по экспериментальным данным. На одном конце этого ряда феноменологический метод силовых постоянных [5], на другом – расчеты из первых принципов [6]. Между этими крайними подходами находятся полуфеноменологические модельные теории [7].

Метод силовых постоянных дает неплохое качественное согласие с экспериментальными данными, особенно в области длинных волн. Однако при всей его простоте, этот метод не учитывает изменение силовых постоянных на поверхности и перераспределение зарядовой плотности вследствие обрыва связей. Эффект взаимосвязи электронной плотности с изменением силовых постоянных автоматически учитывается в самосогласованных методах расчета из первых принципов. Базовой основой всех *ab initio* подходов является теория функционала плотности (density functional theory - DFT). В DFT энергия основного состояния системы взаимодействующих электронов, движущихся в поле внешнего потенциала $V_{\text{ext}}(\mathbf{r})$, определяется минимизацией функционала при соответствующей электронной плотности $\rho(\mathbf{r})$:

$$E[\rho] = F[\rho] + \int d^3r V_{\text{ext}}(r)\rho(r), \quad (5)$$

где $F[\rho]$ является универсальным функционалом, не зависящим от внешнего потенциала. Принцип минимизации позволяет свести многочастичную задачу к системе невзаимодействующих электронов, которые в их основном состоянии обладают той же плотностью, что и система взаимодействующих электронов. Несмотря на достоинства *ab initio* расчетов их использование в исследованиях поверхностных фононов ограничивается из-за необходимости учёта

большого количества атомов, что требует больших временных и компьютерных ресурсов.

В модельных методах расчета (метод погруженного атома и др.) полная энергия системы представляется суммой атомной энергии и парных взаимодействий:

$$E = \sum_i F_i[\rho_i] + \frac{1}{2} \sum_{i,j} \Phi_{i,j}(R_{i,j}) \quad (6)$$

Основываясь на базисных представлениях DFT, атомная энергия $F_i[\rho_i]$ является функционалом плотности и отражает выигрыш в энергии при помещении выделенного атома в электронную плотность, создаваемую суперпозицией всех остальных атомов в области расположения выделенного атома. Это позволяет описать многочастичный характер взаимодействия и учесть электронный вклад в структурную релаксацию поверхности. Модельные методы достаточно просты, обладают высокой скоростью счета и правильно воспроизводят основные атомные характеристики объемного металла. Основным недостатком этих методов является несогласованное построение электронной плотности, что не дает возможности точно описать перераспределение электронной плотности или изменение экранирующих свойств. Однако эти методы содержат параметры, которые подгоняются под экспериментальные значения параметра решетки, упругих постоянных, энергии образования вакансии, что позволяет частично учесть самосогласованность при построении зарядовой плотности.

Дальнейшее усовершенствование теоретических и экспериментальных методов расширяет области исследования поверхностных фононов. Нельзя не отметить достижения в изучении природы динамической стабильности поверхностных наноструктур и адкластеров, которые получены в последние годы.

1. Doak R. B., Harten U., Toennies J. P. Phys. Rev. Lett. 1983. V. **51**. P.578.
2. Ibach H., Mills D. I., Electron Energy Loss Spectroscopy and Surface Vibrations (New York: Academ. Press.) 1982. P.216.
3. Sklyadneva I.Yu., Rusina G.G., Chulkov E.V. Surf. Sci. 1998. V. **377-379**. P. 313.
4. Born M., Oppenheimer R. Ann. der Phys. 1927. V. **84**. P.457.
5. Black J.E. and Wallis R.F. Phys. Rev. B. 1984. V. **29**. P.6972.
6. Heid R. and Bohnen K.-P. Phys. Report. 2003. V. **387**. P. 151.
7. Daw M.S., Baskes M.I. Phys. Rev. B. 1984. V. **29**. P. 6443.

Динамика атомов на реконструированных поверхностях кремния

А.А. Саранин^{1,2}, А.В. Зотов^{1,2}, Д.В. Грузнев^{1,2}, В.Г. Котляр¹

¹ Институт автоматизации и процессов управления ДВО РАН, Владивосток

² Дальневосточный федеральный университет, Школа естественных наук, Владивосток

saranin@iacp.dvo.ru

Изучение динамики адсорбированных атомов на реконструированных поверхностях кремния с помощью сканирующей туннельной микроскопии (СТМ), позволяющей контролировать перемещения отдельного атома, привлекает в настоящее время повышенный интерес, так как полученные данные позволяют понять механизмы формирования низкоразмерных структур. Характерные значения величины энергии связи атома и энергии активации диффузии на поверхности твердого тела, как правило, не превышают единиц, а часто и долей электрон-вольта. Это означает, что даже при комнатной температуре на поверхности твердого тела такие процессы, как дефектообразование или поверхностная диффузия имеют уже заметные скорости и их необходимо учитывать при анализе свойств поверхности.

В настоящей работе были исследованы элементарные процессы и явления на реконструированной поверхности кремния, в которых динамика атомов имеет существенное значение.

На примере системы In/Si(100)4×3 была продемонстрирована возможность модификации (легирования) атомных кластеров, т. е. изменения их состава и структуры, приводящие к возникновению электронных состояний внутри запрещенной зоны [1] и изменению механических свойств кластеров [2]. Оказалось, что легирование приводит к замещению центрального атома Si двумя атомами In и образованию несимметричного кластера Si6In8. Данный кластер имеет четыре эквивалентных состояния. Переключения между ними приводят к нестабильности таких кластеров при комнатной температуре.

Установлено, что адсорбция In на несоизмерной структуре Si(111)α-√3×√3-Au при 600 °C приводит к «плавлению» доменных стенок этой структуры и формированию высокоупорядоченной фазы √3×√3-(Au, In), практически свободной от структурных дефектов. Расчеты показали, что движущей силой перехода является значительное уменьшение поверхностного напряжения от +204 мэВ/Å² в исходной структуре до +39 мэВ/Å² при адсорбции одного атома In на элементарную ячейку √3×√3 [3].

Исследована динамика атомов Ge, адсорбированных на реконструированной поверхности Si(111)5×5'-Cu. Эта поверхность представляет собой слой силицида Cu2Si моноатомной толщины, на поверхности которого формируется квазипериодический рельеф, состоящий из неправильных ше-

стиугольных ячеек со средним размером ~ 5,5 периода подложки Si(111) [4]. Исследования показали, что при комнатной температуре происходит захват атомов Ge внутри шестиугольных ячеек рельефа и их перескоки между отдельными позициями внутри ячейки. На основе статистического анализа СТМ-изображений, полученных при разных температурах, была оценена величина энергетических барьеров, определяющих миграцию атомов Ge на квазипериодическом рельефе поверхности Si(111)5×5'-Cu.

В результате статистического анализа парных расстояний между кластерами In на поверхности Si(100)2×1 было обнаружено существование предпочтительных «магических» расстояний между кластерами, равных нечетному числу димеров реконструкции подложки. Для каждого нечетного случая, волны попеременно наклоненных димеров от каждого кластера находятся в фазе в то время, как в случае четных расстояний в противофазе, вызывая возникновение структурного возмущения. Расчеты показали, что последний случай характеризуется более высокой энергией формирования за счет вклада упругой энергии антифазной границы доменов. Эта граница представляет собой топологический солитон с собственными локализованными электронными состояниями [5].

1. Kotlyar V.G. / Doping of magic nanoclusters in submonolayer In/Si(100) system / V.G. Kotlyar, A.V. Zotov, A.A. Saranin, T.V. Kasyanova, E.N. Chukurov, I.V. Pisarenko, V.G. Lifshits // Phys. Rev. Lett. 2003. V. 91, 026104-4.

2. Saranin A.A. / Atomic dynamics of the In nanocluster on Si(100) / A.A. Saranin, A.V. Zotov, I.A. Kuyanov, M. Kishida, Y. Murata, S. Honda, M. Katayama, K. Oura, C.M. Wei, Y.L. Wang // Phys. Rev. B. 2006. V. 74, 125304-6.

3. Gruznev D.V. / Si(111)- α- √3×√3-Au phase modified by In adsorption: stabilization of a homogeneous surface by stress relieving / D.V. Gruznev, I.N. Filippov, D.A. Olyanich, D.N. Chubenko, I.A. Kuyanov, A.A. Saranin, A.V. Zotov, V.G. Lifshits // Phys. Rev. B. 2006. V. 73, 115335-7.

4. Gruznev D.V. / Diffusion and clustering of adatoms on discommensurate surface template: Ge atoms on Si(111)5×5'-Cu reconstruction / D.V. Gruznev, D.A. Olyanich, D.N. Chubenko, I.V. Gvozd, E.N. Chukurov, Yu. V. Luniakov I.A. Kuyanov, A.V. Zotov, A.A. Saranin // Surface Science 2010. V. 604, 666-673.

5. Lai M.Y. / Broken even/odd symmetry in self-selection of distances between nanoclusters due to presence/absence of topological solitons / M.Y. Lai, J.P. Chou, O.A. Utas, N.V. Denisov, V.G. Kotlyar, D. Gruznev, A. Matetsky, A.V. Zotov, A.A. Saranin, C.M. Wei, Y.L. Wang // Phys. Rev. Lett. 2011. V. 106, 166101-4.

Природные серосодержащие минералы, как топологические изоляторы с широкой запрещенной щелью

И.В. Силкин¹, Т.В. Меньщикова¹, М.М. Отроков¹, С.В. Еремеев^{1,2}, М.Г. Vergniory³,
Ю.М. Коротеев^{1,2}, Е.В. Чулков³

¹Томский государственный университет, Томск

²Институт физики прочности и материаловедения СО РАН, Томск

³Donostia International Physics Center (DIPC), and CFM, Centro Mixto CSIC-UPV/EHU,
Departamento de Física de Materiales, UPV/EHU, Spain

igor_silkin83@mail.ru

Большое внимание последнее время привлекает к себе сравнительно недавно открытое квантовое состояние твердого тела - топологические изоляторы (ТИ) [1], которое характеризуется тем, что в электронном спектре объемного материала имеется запрещенная щель, а на его поверхности благодаря сильному спин-орбитальному взаимодействию появляются проводящие поверхностные состояния с линейной дисперсией. Эти состояния образуются как крамерсовские дублеты, топологически защищенные симметрией обращения времени от обратного рассеяния на локальных искажениях и слабом беспорядке кристаллической решетки. Последние означают, что электроны в этих состояниях могут двигаться вдоль поверхности объемного материала без потери энергии. Помимо очевидного интереса с точки зрения фундаментальной физики, ТИ представляются перспективными и для широкого использования в электронной технике: от спинтроники до квантовых вычислений.

Одним из основных недостатком большинства обнаруженных ТИ является узкая запрещенная щель (50 – 200 meV). Во многом это связано с крайне большим спин-орбитальным взаимодействием, присущим тяжелым элементам, таким как Te, Pb, Bi. В тоже время наличие этих атомов необходимо, так как именно сильное спин-орбитальное взаимодействие отвечает за топологические свойства материала. Данное противоречие может быть разрешено путем частичной замены тяжелых атомов на более легкие изоэлектронные атомы. Например, расчеты показывают, что ТИ Bi_2Te_3 имеет запрещенную щель ~ 160 meV, а $\text{Bi}_2\text{Te}_2\text{S}$, где центральный слой Te заменен слоем более легких атомов S, имеет запрещенную щель ~ 280 meV, при этом электронные топологические свойства материала сохраняются.

В данном докладе мы представляем первопринципные расчеты электронной структуры семейства природных минералов на основе $\text{Bi}_2\text{Te}_2\text{S}$, наиболее распространенными из которых, являются алексит - $\text{PbBi}_2\text{Te}_2\text{S}_2$, седдлебакит - $\text{Pb}_2\text{Bi}_2\text{Te}_2\text{S}_3$, а также соединение $\text{PbBi}_4\text{Te}_4\text{S}_3$. Данные материалы имеют слоистую структуру, состоят из 7-ми, 9-ти и 12-ти слойных атомных блоков (соответственно), разделенных ван дер ваальсовскими промежутками. Алексит мы рассматривали в ромбоэдрической структуре, а два других минерала в гексагональной.

Расчеты электронной структуры были проведены в рамках формализма теории функционала плотности полнопотенциальным методом линейризованных присоединенных плоских волн (FLAPW) [2], реализованным в программном коде FLEUR [3]. Для описания обменно-корреляционной энергии использовалось обобщенное градиентное приближение (GGA) [4]. В гамильтониан были включены скалярно-релятивистские поправки. Спин-орбитальное взаимодействие учитывалось самосогласованным образом [5]. Поскольку в настоящие время отсутствуют надежные экспериментальные данные о межслоевых расстояниях в изучаемых соединениях, нами была проведена оптимизация

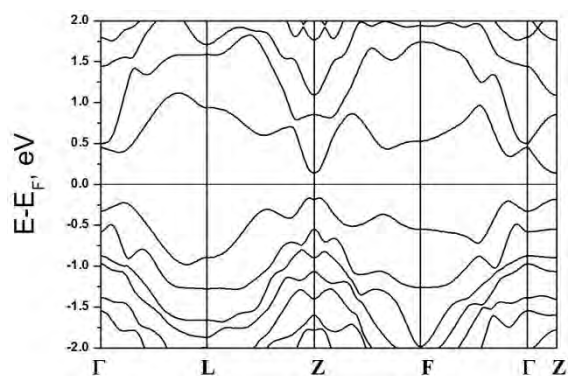


Рис. 1. Электронный энергетический спектр объемного кристалла алексита в ромбоэдрической структуре.

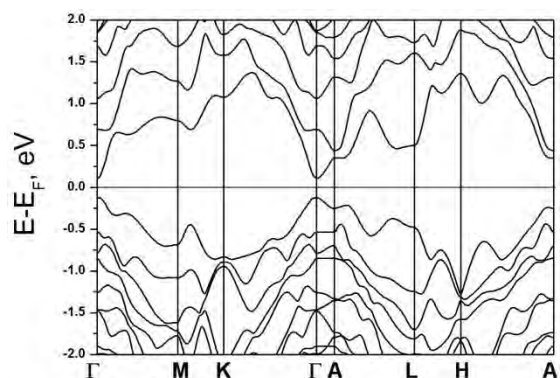


Рис. 2. Электронный энергетический спектр объемного кристалла седдлебакит в гексагональной структуре.

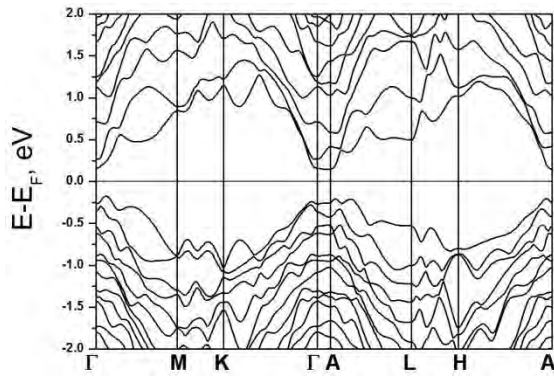


Рис. 3. Электронный энергетический спектр объемного кристалла $\text{PbBi}_4\text{Te}_4\text{S}_3$ в гексагональной структуре.

этих расстояний при фиксированных экспериментальных значениях параметров гексагональной решетки a и c [6]. Для этого использовался псевдопотенциальный метод, реализованный в программном коде VASP [7].

Расчеты показали, что каждый из этих минералов является сильным трехмерным ТИ. Из рисунка 1 видно, что алексит имеет минимальную запрещенную щель в окрестности точки Z , а ее размер составляет 307 meV. Дно зоны проводимости проекции объемной зонной структуры будет находиться в центре двумерной зоны Бриллюэна, и определяться точкой Z , а потолок валентной зоны лежит в ближайшей окрестности точки $\bar{\Gamma}$. Поэтому конус Дирака будет лежать в свободной от объемных состояний запрещенной щели, что значительно снижает рассеяние состояний топологического конуса на объемных состояниях.

На рисунке 2 показан спектр природного минерала сэддлебакита. Положительным моментом является прямая запрещенная щель в точке Γ , поэтому конус Дирака имеет идеальную форму, что исключает рассеяние носителей заряда внутри конуса.

На рисунке 3 представлен спектр объемного кристалла $\text{PbBi}_4\text{Te}_4\text{S}_3$. Видно, что запрещенная щель является не прямой, дно зоны проводимости

двумерной проекции находится в точке $\bar{\Gamma}$, в то время как потолок валентной зоны определяется направлениями Γ -М и А-Л (которые в двумерной зонной структуре дадут потолок валентной зоны в направлении $\bar{\Gamma}$ - \bar{M}). Благодаря большому размеру запрещенной щели точка Дирака топологического конуса лежит в свободной от объемных состояний области запрещенной щели.

Таким образом, теоретически показано, что все три минерала являются сильными трехмерными топологическими изоляторами с широкой запрещенной энергетической щелью (см. таблицу). Это выгодно отличает их от соединений PbBi_2Te_4 , $\text{Pb}_2\text{Bi}_2\text{Te}_5$, PbBi_4Te_7 [8, 9], для которых «родительским» соединением является Bi_2Te_3 , где запрещенные щели не превышают 200 meV. Это открывает возможность использования исследуемых соединений в качестве топологических изоляторов, даже при комнатных температурах.

Таблица

Ширина запрещенной энергетической щели (eV) в точке Γ для $\text{PbBi}_2\text{Te}_2\text{S}_2$, $\text{Pb}_2\text{Bi}_2\text{Te}_2\text{S}_3$, $\text{PbBi}_4\text{Te}_4\text{S}_3$, в скобках указана непрямая щель

$\text{PbBi}_2\text{Te}_2\text{S}_2$	$\text{Pb}_2\text{Bi}_2\text{Te}_2\text{S}_3$	$\text{PbBi}_4\text{Te}_4\text{S}_3$
0.781 (0.307)	0.234	0.427 (0.318)

1. Hasan M. Z. and Kane C. L., Rev. Mod. Phys. 82, 3045 (2010).
2. Wimmer E., Krakauer H., Weinert M. and Freeman A.J., Phys. Rev. B 24, 864 (1981).
3. URL: <http://www.flapw.de>
4. Perdew J.P., Burke K. and Ernzerhof M., Phys. Rev. Lett. 77, 3865 (1996).
5. Li C., Freeman A.J., Jansen H.J.F. and Fu C.L., Phys. Rev. B 42, 5422 (1990).
6. H Liu., L Chang.L.Y., American Mineralogist 79, 1159 (1994).
7. Kresse G. and J Furthmüller., Comput. Mater. Sci. 6, 15 (1996).
8. Еремеев С.В. и др., Письма в ЖЭТФ 92, 183 (2010).
9. Силкин И.В. и др., Письма в ЖЭТФ 94, 234 (2011).

АСМ исследования механических свойств полупроводниковых нитевидных кристаллов

А.Н. Титков

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, С.-Петербург

alexander.titkov@mail.ioffe.ru

Полупроводниковые нитевидные кристаллы (ПНК) рассматриваются сейчас в качестве перспективных элементов для создания новых приборных структур нанoeлектроники. При этом существует интерес к созданию таких структур и на гибких подложках. Очевидно, что полупроводниковые ПНК, встраиваемые в приборные структуры, могут испытывать значительные механические напряжения. В связи с этим, для предотвращения разрушений ПНК возникает необходимость в знании их упругих характеристик, в частности модуля Юнга.

К сожалению, известные к настоящему времени исследования упругих свойств ПНК довольно малочисленны и противоречивы. Так, например, для ZnO ПНК [1,2] и GaAs ПНК [3] найдено увеличение модуля Юнга при уменьшении диаметра, для GaN ПНК [4], наоборот, наблюдалось уменьшение модуля Юнга, а в Ge ПНК [5] изменения модуля Юнга с уменьшением диаметра замечено не было. В работах [1,2] для ZnO ПНК увеличение модуля Юнга наблюдалось начиная с разных значений их диаметра: 150 нм и 30 нм, соответственно. В качестве причины увеличения модуля Юнга с уменьшением диаметра для ZnO ПНК называлась повышенная жесткость поверхностного слоя, роль которого возрастает в более тонких ПНК. Отличие выводов упомянутых работ, очевидно, говорит о том, что должны быть и другие факторы, влияющие на упругие свойства ПНК. Из физических причин можно еще отметить различную степень кристаллического совершенства изучаемых ПНК. При анализе экспериментальных данных важно еще правильно учитывать размеры и форму ПНК, а также корректно сопоставлять результаты, получаемые разными методами.

Определение модуля Юнга ПНК может выполняться различными методами. При исследовании ZnO ПНК в работе [1] электрическим полем возбуждались колебания ZnO ПНК и с помощью электронного микроскопа определялась резонансная частота, что затем позволяло определить модуль Юнга. А в работе [2] с той же целью выполнялись эксперименты по наноиндентации твердой пирамидки в GaN ПНК. Метод, аналогичный примененному в работе [1], был применен и в случае GaN ПНК [4]. Измерение упругих параметров ПНК возможно также при их скалывании с ростовой подложки и последующем горизонтальном размещении на гладкой поверхности над специально приготовленными углублениями в поверхности. В такой геометрии зондом атомно-силового микроскопа (АСМ) осуществляется прогибание ПНК и опреде-

ление по глубине прогиба модуля Юнга [6]. Известно применение этого метода также при исследовании механических свойств углеродных нанотрубок [7] и металлических Au нанопроволок [8]. Однако, такие эксперименты весьма не просты и являются достаточно редкими.

Весьма желательно иметь возможность измерения модуля Юнга и предела прочности у ПНК, сохраняющих ростовой контакт с подложкой. Такой подход имеет два очевидных достоинства: 1) исследования механических свойств ПНК происходят без их разламывания и дальнейших сложных манипуляций по прецизионной фиксации для выполнения измерений на другой поверхности, 2) открывается простой доступ к сопоставительному исследованию заинтересовавших индивидуальных ПНК, отличающихся размерами, формой или структурой. Такой подход удобен и для сбора статистических данных по большому ансамблю ПНК. Исследования последних лет показали, что возможно выполнять квазистатическое изгибание ПНК зондом АСМ и в случае их вертикального или наклонного расположения на ростовой подложке с определением угла наклона по изображению ПНК в электронном микроскопе (см. Рис. 1 и 2а).

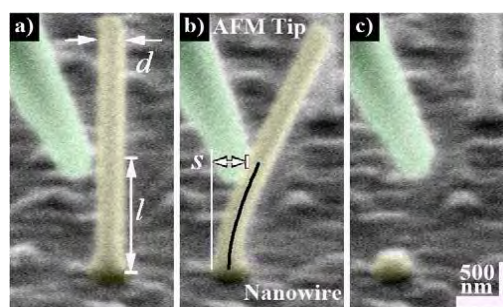


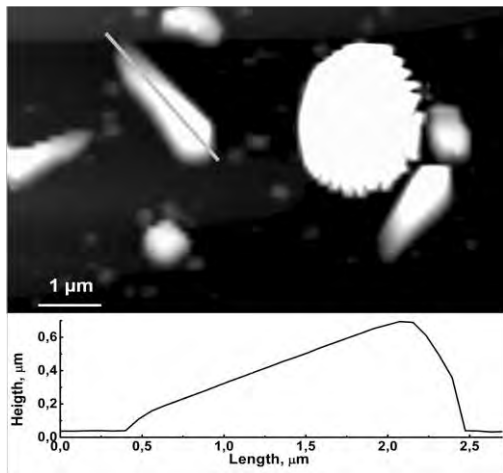
Рис. 1 Квазистатический изгиб вертикально растущего на подложке ZnO ПНК под воздействием бокового давления зонда АСМ (зонд касается ПНК в его середине) [9]. Увеличение бокового давления (а, b и с) вызывает все больший изгиб ZnO ПНК вплоть до его скалывания (с). Скалывание ПНК достаточно высокого кристаллического совершенства происходит, как правило, около его основания.

Первоначально вызывает удивление достаточно стабильная повторяемость в выполнении подобных экспериментов, в частности, редкое выскалывание ПНК из-под зонда АСМ. Этому есть простое

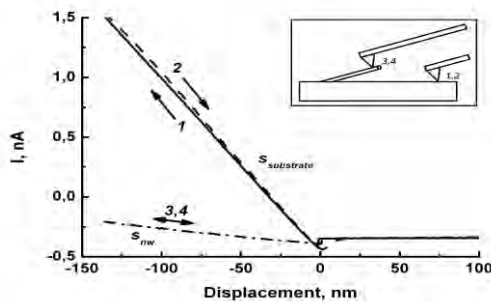
объяснение: поверхность ПНК, как правило, ограничена кристаллографическими плоскостями и содержит плоские площадки, на которых зонд АСМ достаточно хорошо фиксируется при правильной его ориентации перпендикулярно поверхности выбранной площадки.



a



b



c

Рис.2 а- СЭМ изображение наклоненного SnO_2 НК, отклоняемого под действием АСМ зонда от начального положения, отмеченного пунктиром [10]. б- АСМ топографическое изображение поверхности подложки GaAs с тремя наклонными GaAs ПНК и продольный профиль одного из них [12]. в – кривые подхода-отхода зонда АСМ к подложке GaAs (1,2) и GaAs НПК (3,4).

Использование СЭМ для подвода АСМ зонда к ПНК и наблюдения его изгиба, конечно, удобно и эффективно, однако весьма затратно и требует наличия совмещенной СЭМ/АСМ установки. В то же время, в принципе, достижение тех же целей возможно и при использовании только одного АСМ метода. Такие эксперименты были выполнены на вертикально растущих ZnO ПНК [11] и наклонно растущих GaAs ПНК [12]. На Рис. 2b видно, что, например, наклонные GaAs ПНК хорошо проявляются в АСМ топографии в виде вытянутых объектов, чьи линейные размеры могут быть с высокой точностью определены из данных различно ориентированных профилей. АСМ топографическое изображение позволяет достаточно точно позиционировать зонд на верхнее окончание ПНК. Из сопоставления кривых подхода и отхода зонда АСМ к гибкому ПНК и твердой подложке (Рис. 2с) может быть определен коэффициент жесткости ПНК, а затем с учетом его линейных размеров и значение модуля Юнга. Увеличение силы воздействия зонда на ПНК до его обламывания позволяет непосредственно определять и практически важное значение его предельной прочности.

В докладе планируется рассмотреть особенности АСМ экспериментов по исследованию механических свойств ПНК, дать анализ их достоинств и недостатков, представить методики обработки экспериментальных данных, провести сопоставление существующих экспериментальных данных с известными моделями, описывающими поведение механических свойств ПНК по мере уменьшения их диаметров.

1. Chen C.Q., Shi Y., Zhang Y.S., J Zhu., Yan Y.J., Phys. Rev. Lett., 96, 075505 (2006).
2. Stan G., Ciobanu C.V., P Parthangal.M., Cook R.F., NANO Letters, 7, 3691 (2007).
3. Yan-Bo Wang, Li-Feng Wang, Hannah J.Joyce, Qiang Gao, Xiao-Zhou Liao, Adv. Mater. 23, 1356 (2011).
4. Nam C.-Y., Jaroenapibal P., Tham D., Luzzi D.E., Evoy St., Fisher J., NANO Letters, 6, 153 (2006).
5. Ngo L.T., Almecija D., Sader J.E., Daly B., Petkov N., Holmes J.D., Erts D., Boland J., Nano Letters, 6, 2964 (2006).
6. Salvetat J.-P., Briggs A., Bonard L.-M., Basca R., Kulik A., Stockli Th., Burnham N.A., Forro L., Phys. Rev. Letters, 82, 944 (1999).
7. Minot E.D., Yaish Yu., Sazonova V., Brink M., McEuen P.L., Phys.Rev.Letters 90, 156401, (2003)
8. Hoffmann S., Utke I., Moser B., Michler J., Christiansen S.H., Schmidt V., Senz St., Werner P., Gosele U., Ch/Ballif, NANO Letters, 6, 622 (2006).
9. Hoffmann S., Ostlund F., Michler J., Fan H.J., Zacharias M., Christiansen S.H., Ballif C., Nanotechnology, 18, 205503, (2007).
10. Barth S., Harmagea C., Mathur S., Rossei F., Nanotechnology, 20, 115705 (2009).
11. Song J., Wang X., Riedo E., Wang Zh.L., NANO letters, 5(11), 1954 (2005).
12. Алексеев П.А., Дунаевский М.С., Стовяга А.В., Lersa M., Титков А.Н., ФТП 46(5), 659 (2012).

Сканирующая зондовая микроскопия сегнетоэлектрических нанокристаллов и пленок P[VDF-TrFE]

Р.В. Гайнутдинов¹, О.А. Лысова¹, А.Л. Толстихина¹, С.Г. Юдин¹, В.М. Фридкин^{1,2}, Stephen Ducharme².

¹ Институт кристаллографии РАН, Москва

² Department of Physics and Astronomy, University of Nebraska.

alla@ns.crys.ras.ru

В последнее время вопрос об определении критического размера в сегнетоэлектричестве стал очень актуальным в связи с развитием сегнетоэлектрических наноструктур. Одним из наиболее интересных для исследований в этой области материалом являются ЛБ-пленки сополимера винилиден фторида-трифторэтилена P[VDF-TrFE] [1], так как они обладают сегнетоэлектрическими свойствами, а данный способ их приготовления позволяет получать пленки толщиной до 1-го монослоя, что крайне важно для исследования эффекта критического переключения. В данной работе исследовались ЛБ-пленки толщиной 10, 30 и 120 монослоев и нанокристаллы P[VDF-TrFE], полученные при отжиге пленок толщиной 2 монослоя.

Теория Гинзбурга-Ландау при использовании «mismatch» граничных условий [2,3], учитывающих различную структуру электродов и пленки, предсказывает, что критическая толщина может быть очень малой и вообще отсутствовать. Для подтверждения этого факта было проведено экспериментальное исследование переключения наноразмерных пленок сегнетоэлектрического сополимера в атомно-силовом микроскопе (Рис. 1).

Самым важным здесь является подтверждение критического характера переключения наноразмерных пленок P[VDF-TrFE]. Критический характер переключения заключается в том, что переключение не происходит при $V < V_c$ и имеет место лишь при $V > V_c$ (V_c – коэрцитивное напряжение, определяемое из петли гистерезиса (Рис.2), V – внешнее напряжение, приложенное к пленке). Критическое переключение никогда раньше не наблюдалось в сегнетоэлектриках, и впервые было обнаружено макроскопическими методами и объяснено в работе [1].

Однако макроскопические методы часто не обнаруживали критический характер переключения и давали противоречивые результаты, что, по всей видимости, было связано с неоднородностью пленок.



Рис. 1. Схема проведения эксперимента

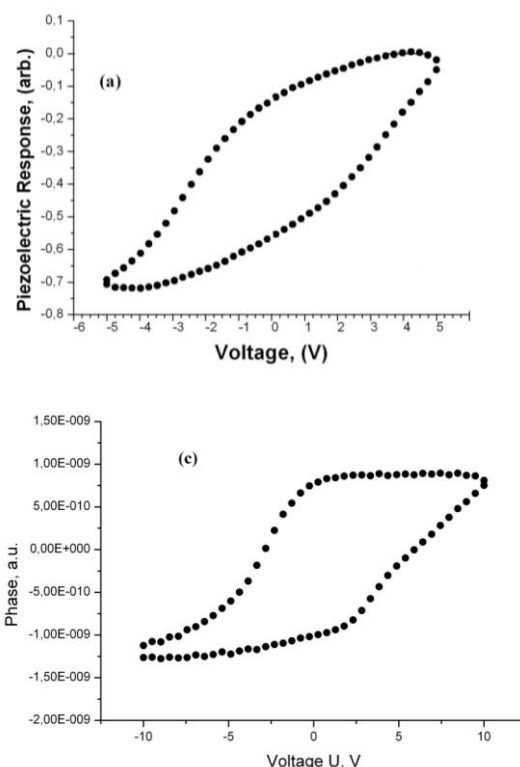


Рис. 2. Петли гистерезиса для пленок 10ML (a), 30ML (b) и 120ML (c)

Метод атомно-силовой микроскопии дает возможность наблюдать переключение наноразмерной области пленки (площадью ~ 100 нм, Рис. 3).

В результате проведенного эксперимента была изучена кинетика переключения наноразмерных сегнетоэлектрических пленок сополимера толщиной 10, 30 и 120 монослоев (результаты приведены на Рис.4). Путем приложения напряжения заполяризовывался участок поверхности в виде квадрата. В этом квадрате точно прикладывалось напряжение противоположной полярности в диапазоне от $V < V_c$ до 10 вольт с различными временами экспозиций. Время, при котором интенсивность сигнала пьезоотклика становилась равной нулю, принималась за время переключения.

В результате проведенных исследований была изучена кинетика переключения наноразмерных сегнетоэлектрических пленок сополимера толщиной 10, 30 и 120 монослоев. Из полученных кинетических зависимостей можно заключить, что переключение в сегнетоэлектрических пленках P[VDF-TrFE] носит доменный характер вне зависимости от толщины пленки.

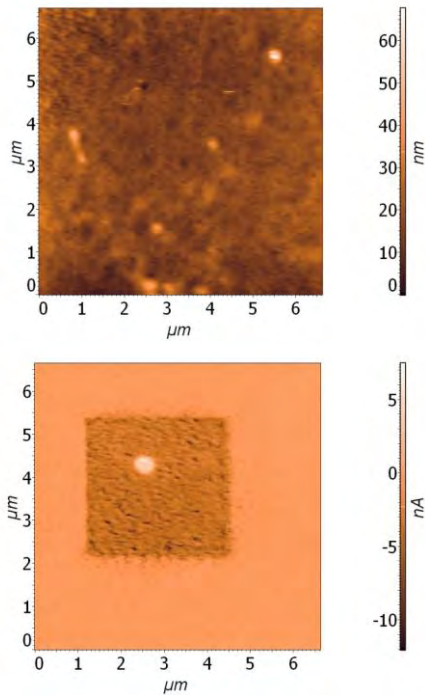


Рис. 3. PFM-изображение для пленки, толщиной 30ML. (верх) – топографическое АСМ-изображение, (низ) – фазовый контраст (квадрат с P=-Ps и пятно с P=+Ps)

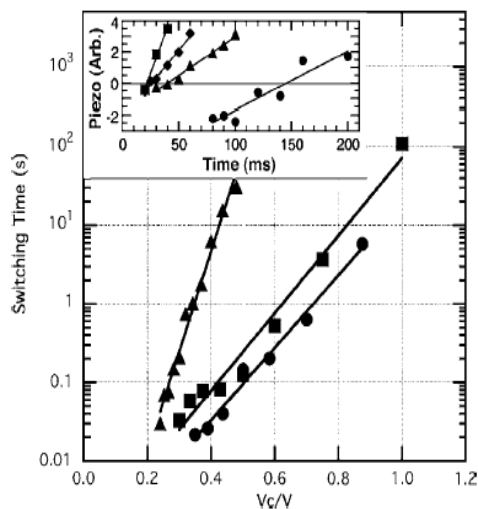


Рис. 4. Зависимость времени переключения (в логарифмическом масштабе) от (V_c/V) для пленок, толщиной 10ML - линия с треугольниками, 30ML - линия с квадратами и 120ML – линия с кругами. На вставке – зависимость PFM-сигнала (после переключения) от длительности импульса для значений амплитуды напряжения 10V, 9V, 8V и 7V (слева направо) для пленки, толщиной 120ML

Впервые исследована кинетика переключения отдельных сегнетоэлектрических нанокристаллов (с средним диаметром 100-200 нм и высотой 15-20 нм), полученных в ЛБ-пленках сополимера состава 70% поливинилден-фторида и 30% трифторэтилена (рис. 5). Переключение осуществлялось методом атомно-силовой микроскопии в режиме АСМ-литографии при приложении стандартных АСМ-потенциалов от -10В до +10В. Обнаружена экспоненциальная зависимость времени переключения от обратного напряжения, что указывает на доменный характер переключения сегнетоэлектрических нанокристаллов сополимера P[VDF- T_r FE].

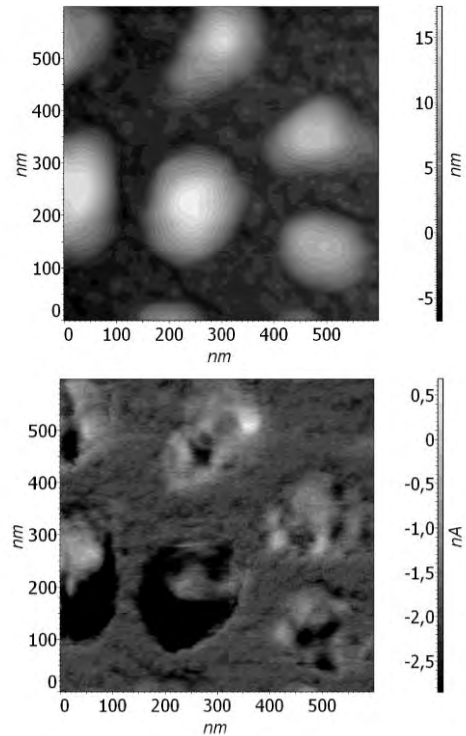


Рис. 5. Верх – топографическое изображение поверхности сегнетоэлектрической пленки PVDF (толщина пленки 2 монослоя) с нанокристаллами; низ – изображение, полученное в режиме микроскопии пьезоотклика после приложения к нанокристаллу потенциала -10В (темная область)

1. S. Palto, L. Blinov, A. Bune, V. Fridkin, N. Petukhova, K. Verkhovskaya, and S. Yudin. *Ferroelectric Letters*, **19**, 65 (1995).
2. M. D. Glinchuk and Morozovska. *J. Phys.: Condens. Matter.*, **16**, 3517 (2004).
3. В. М. Фридкин. Критический размер в сегнетоэлектрических наноструктурах. *Успехи физических наук* **49**(2), 193 (2006).

Графен и спинтроника. Эффекты модулируемого индуцированного спин-орбитального расщепления

А.М. Шикин¹, А.А. Попова¹, Е. Жижин¹, Д.Е. Марченко^{1,2}, А. Варыхалов², О. Радер²

¹Санкт-Петербургский государственный университет, С.-Петербург
²Helmholtz Zentrum Berlin/BESSY II, Berlin

shikin@paloma.spbu.ru

В последнее время появляется все больше работ, посвященных анализу эффектов спин-орбитального расщепления электронных состояний в наносистемах на основе различных немагнитных металлов и возможностей использования этих эффектов в спинтронике, ввиду существенно большей величины спинового расщепления по сравнению с полупроводниковыми гетероструктурами. В результате исследований были выявлены эффекты спин-орбитального расщепления поверхностных состояний для монокристаллов металлов с высоким атомным номером, например, Au, Bi, и поверхностных сплавов на основе Bi и благородных металлов. Одновременно с этим были выявлены эффекты индуцированного спин-орбитального расщепления, приводящие к высокой спиновой поляризации электронных состояний в тонких пленках легких и благородных металлов при их контакте с тяжелыми металлами [1]. Было выявлено, что данного типа эффекты возможны и в том случае, когда в качестве слоя атомов легкого элемента можно использовать и монослой графена [2,3]. Было показано, что интеркаляция атомов тяжелых элементов (Au) под графен приводит к индуцированному спин-орбитальному расщеплению π состояний графена в области линейности их дисперсионных зависимостей. Данные эффекты позволяют рассматривать графен в качестве перспективного базового элемента для будущей графеновой наноэлектроники и спинтроники.

Целью данного доклада является анализ эффектов индуцированного спин-орбитального расщепления π состояний графена в слоистых системах на основе графена и различных металлов, выявление основных факторов и закономерностей, определяющих величину спинового расщепления, а также анализ возможностей модуляции величины индуцированного спинового расщепления валентных электронных состояний графена. В рамках доклада будет показано, что в основе эффектов индуцированного спин-орбитального расщепления π состояний графена при контакте с металлами с высоким градиентом внутриатомного потенциала (Au) лежит гибридизация π состояний графена с d состояниями металла, которая сопровождается спин-зависимыми эффектами «непересечения» электронных состояний, в результате которых π состояния графена с различными спинами следуют за Au d состояниями, которые исходно расщеплены по спину.

На рис. 1 представлена детализация дисперсионной зависимости π состояний графена и Au d состояний после интеркаляции монослоя атомов Au в

области точки К зоны Бриллюэна – (а) и в области пересечения π состояний графена и Au d состояний – (b). С одной стороны, после интеркаляции «блокируется» сильная связь графенового монослоя с Ni-подложкой, на которой он был синтезирован, и дисперсионная зависимость π состояний графена приобретает линейный характер в области точки К зоны Бриллюэна. С другой стороны, в области пересечения π состояний графена с Au d состояниями, которые локализованы в области энергий связи от 2.5 до 6 эВ, наблюдаются разрывы и искажения дисперсионных зависимостей π состояний графена вследствие ковалентного (π -d) взаимодействия и соответствующих эффектов «непересечения» электронных состояний в процессе гибридизации данных электронных состояний.

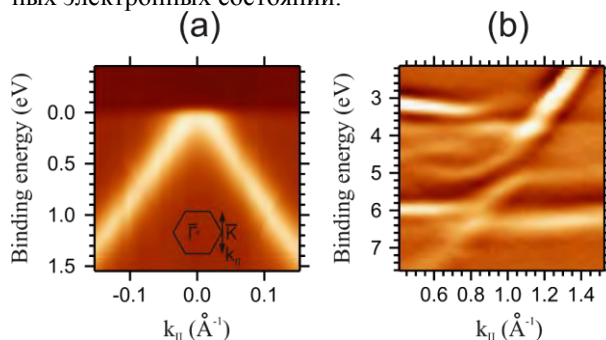


Рис. 1. Детальное представление дисперсионных зависимостей π -состояний графена с интеркалированным монослоем Au вблизи точки К зоны Бриллюэна – (а) и в области пересечения π -состояний графена и 5d-состояний Au – (b).

Наличие исходных расщепленных по спину состояний подложки (т.е. интеркалированного слоя Au) приводит к тому, что каждое π -состояние графена с определенным спином будет взаимодействовать с состоянием подложки (Au d) с тем же направлением спина. Тогда формируемые гибридные направленные (π -d) состояния с определенным направлением спина будут следовать по энергии за d-состояниями Au с соответствующим направлением спина. Соответствующие фотоэлектронные спектры со спиновым разрешением, показывающие отмеченные выше спин-зависимые эффекты «непересечения» спин-поляризованных Au d-состояний с π состояниями графена, представлены на рис 2.б. Энергетическое расстояние между спин-расщепленными Au d-состояниями соответствует ~ 0.7 эВ. Именно это и обуславливает значительную модификацию спиновой структуры и аномально высокое спиновое расщепление формируемых (π -d) гибридных состояний. Необходимо отме-

тить, что спиновое расщепление π -состояний графена наблюдается не только в области пересечения π - и d -состояний, но и вне нее. На рис. 2.а показано, что и в области линейности π -состояний вблизи точки К зоны Бриллюэна (т.е. уже вне энергетической области локализации $5d$ -состояний Au) также имеет место спиновое расщепление π -состояний графена.

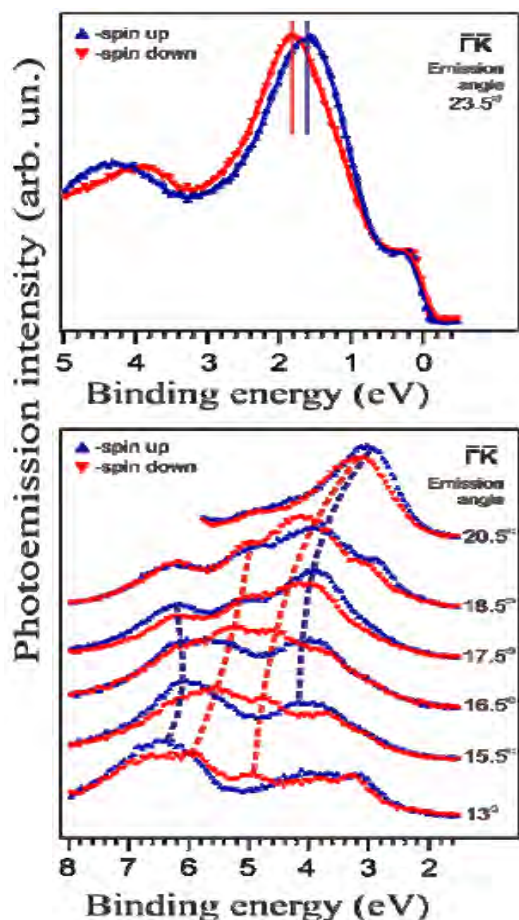


Рис. 2. Серия фотоэлектронных спектров со спиновым разрешением для монослоя графена с интеркалированным слоем Au, измеренных при различных полярных углах относительно нормали к поверхности в направлении ГК зоны Бриллюэна. Вклады состояний с различным направлением спина показаны разнонаправленными треугольниками синего и красного цвета.

Наблюдаемое расщепление для состояний с различным направлением спина в данной области соответствует величине ~ 80 - 90 мэВ. При этом линейность дисперсионной зависимости π -состояний с различным направлением спина видимым образом не нарушается.

Интересно, что в случае интеркаляции под графен атомов Вi, т.е. металла также с высоким атомным номером, но с sp -структурой валентной зоны, какого-либо заметного спинового расщепления π -состояний графена не наблюдается, что свидетельствует о том, что необходимым условием эффектов индуцированного спин-орбитального расщепления являются именно процессы (π - d) гибридизации. Дальнейшие исследования показали, что величина индуцированного спинового расщепления π состояний графена может быть изменена целенаправлен-

ным образом и модулироваться путем совместной интеркаляции атомов Вi и благородных металлов вследствие модификации степени (π - d) гибридизации.

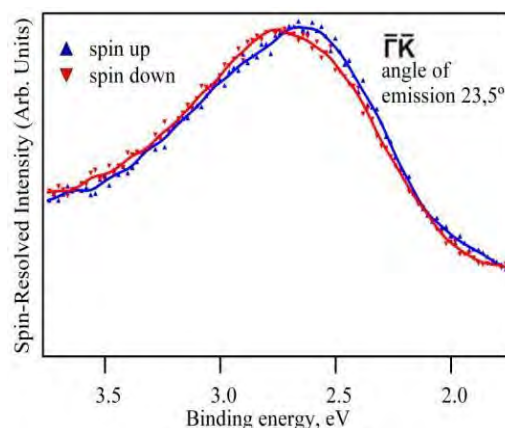


Рис. 3. Фотоэмиссионный спектр со спиновым разрешением для монослоя графена с совместной интеркаляцией атомов Au и Вi, измеренный для полярного угла 23.5° относительно нормали к поверхности вблизи точки К зоны Бриллюэна. Вклады состояний с различным направлением спина показаны красным и синим цветом.

На рис. 3 представлен фотоэлектронный спектр со спиновым разрешением при совместной интеркаляции ~ 0.5 монослоев атомов Вi и Au под графеновый монослой. Видно, что величина спинового расщепления π состояний графена в данной системе приблизительно равна 20 мэВ, что меньше, чем в случае интеркаляции атомов Au и больше, чем при интеркаляции Вi. Данный эффект предполагает возможность целенаправленного изменения величины результирующего спин-орбитального расщепления электронных состояний и спиновой структуры систем на основе графена.

В докладе будут обсуждены вопросы влияния различных факторов, определяющих спиновую структуру слоистых систем на основе графена и комбинаций атомов различной природы, и возможности использования данных эффектов в спинтронике. Анализ будет проводиться на основе результатов, полученных методами фотоэлектронной спектроскопии с угловым и спиновым разрешением, а также сканирующей туннельной микроскопии.

В заключение будут обсуждены возможности использования эффектов спиновой поляризации π состояний графена в спинтронике.

1. Shikin, A.M. Origin of spin-orbit splitting of Au and Ag on W(110) and Mo(110) / A.M. Shikin, A. Varykhalov, G.V. Prudnikova, D. Usachov, V.K. Adamchuk, Y. Yamada, J.D. Riley, O. Rader. // Phys. Rev. Lett. 2008. V. 100, P. 057601.

2. Шикин, А.М. Графен. Синтез и особенности электронной структуры/ А.М. Шикин, А.Г. Рыбкин, Д.Е. Марченко, А.А. Попова, А. Варыхалов, О. Радер // Российские нанотехнологии. 2011. Т. 6, вып. 9-10. С. 36-41.

3. Varykhalov, A. Electronic and magnetic properties of quasifreestanding graphene on Ni / A. Varykhalov, J.Sanches-Barriga, A.M. Shikin, C. Bismas, E. Veskovo, A. Rybkin, D. Marchenko, O. Rader // Phys. Rev. Lett. 2008. V. 101, P. 157601.

Эволюция нанодоменов в одноосных сегнетоэлектриках и достижения нанодоменной инженерии

В.Я. Шур

Уральский центр коллективного пользования «Современные нанотехнологии»,
Институт естественных наук, Уральский федеральный университет, Екатеринбург

vladimir.shur@usu.ru

В работе представлен обзор результатов экспериментального изучения процесса формирования нанодоменных структур в модельных одноосных сегнетоэлектриках при переключении поляризации в сильнонеравновесных условиях, возникающих при полностью неэффективном экранировании деполяризующих полей. Особое внимание уделяется доменной инженерии, направленной на создание в нелинейно-оптических сегнетоэлектриках стабильных прецизионных доменных структур с заданными параметрами для устройств с рекордными характеристиками.

Использовались две группы экспериментальных методов получения сильного отклонения от равновесных условий переключения поляризации за счет [1, 2]. Во-первых, создание поверхностных диэлектрических слоев методом протонного обмена, позволяющее уменьшить эффективность внешнего экранирования [1, 2, 4]. Во-вторых, переключение без электродов под действием пироэлектрического поля, в частности, при охлаждении после импульсного лазерного нагрева, позволяющее практически полностью блокировать внешнее экранирование [5, 6].

Показано, что при неэффективном экранировании качественно изменяется кинетика доменной структуры и наблюдается переход от классического роста доменов в форме многоугольников к «дискретному переключению», представляющему собой образование и рост самоорганизованных ансамблей изолированных нанодоменов.

В качестве модельных кристаллов использовались одноосные сегнетоэлектрики со сравнительно простой доменной структурой семейства ниобата лития LiNbO_3 (LN) и танталата лития LiTaO_3 (LT) конгруэнтного и стехиометрического состава, как номинально чистые, так и легированные [1, 2]. LN и LT являются наиболее широко используемыми нелинейно-оптическими кристаллами и самыми популярными объектами для развития методов микро- и нанодоменной инженерии.

Для визуализации кинетики доменной структуры, а также статических нанодоменных структур использовалась совокупность различных мод от оптической и сканирующей зондовой микроскопии. Качественно новые результаты удалось получить при помощи разработанной нами сканирующей лазерной конфокальной микроскопии комбинационного рассеяния (СЛКМ-КР), позволяющей визуализировать нанодомены в объеме кристалла [7]. Анализ изображений доменной структуры, полученных на различной глубине, позволял получить

уникальную информацию о кинетике формирования нанодоменных структур.

Визуализация доменной структуры исследуемых монокристаллов с использованием СЛКМ-КР заключается в последовательной записи набора спектров комбинационного рассеяния в точках при сканировании на поверхности образца и на различной глубине. Затем при помощи компьютерной обработки определяются центральные частоты, амплитуды и спектральные ширины определенных спектральных линий [8]. Показано, что изменение указанных параметров вблизи нейтральных и заряженных доменных стенок обусловлено деформацией кристаллической решетки под действием сильных электрических полей. Значительное изменение амплитуды и частоты линий вблизи доменной стенки позволило получить в кристаллах LN и LT достаточный контраст на глубине до 500 мкм. Пространственное разрешение этой методики около 500 нм.

Детальное исследование кинетики доменной структуры в LN с поверхностными слоями контролируемой толщины, модифицированными методом протонного обмена, позволило выявить условия необходимые для перехода к дискретному переключению, а также классифицировать самоорганизованные нанодоменные структуры, формирующиеся при боковом движении доменной стенки.

Выявлен и изучен эффект изменения механизма роста доменов в LN от классического скачкообразного движения плоских доменных стенок, обусловленного взаимодействием с центрами пиннинга при детерминированном зародышеобразовании, к безостановочному боковому движению с образованием ступеней на стенках (стохастическим зародышеобразованием) за счет слияния с нанодоменами, образующимися впереди движущейся стенки.

При исследовании перехода к дискретному переключению удалось выявить последовательные стадии эволюции формы плоской доменной стенки: 1) формирование квазипериодической «пальцеобразной структуры» (fingering), 2) рост нанодоменных цепей, 3) рост ориентированных нанодоменных лучей стримеров (streamers), 4) образование самоподобных нанодоменных структур (fractal nanodomain structure) впереди движущейся стенки.

Изучено формирование цепей остаточных нанодоменов (residual nano-domains) позади движущейся доменной стенки в результате неполной коалесценции растущих доменов и продемонстрирована их существенная роль при циклическом переключении поляризации.

Удалось впервые экспериментально показать, что генерация ступеней на доменных стенках при сильнонеравновесных условиях переключения может происходить в объеме кристалла, а не на полярной поверхности. Аномальный рост доменов обусловлен подавлением зародышеобразования на поверхности при неэффективном экранировании.

Большое внимание уделено исследованию формирования микро- и нанодоменных структур при переключении пироэлектрическим полем. Экспериментально выявлен и теоретически обоснован эффект температурного гистерезиса – изменение величины и знака пироэлектрического поля в LN в цикле нагрев-охлаждение, обусловленный температурной зависимостью объемной проводимости.

Изучено самоорганизованное формирование сложных самоподобных доменных структур в результате нагрева LN и LT импульсным инфракрасным лазерным излучением. Визуализация кинетики формирования нанодоменных структур позволила выявить три стадии формирования: зародышеобразование, рост доменных лучей и ветвление. Изучен эффект потери устойчивости формы доменных стенок и образования дендритных структур при многократном импульсном облучении.

Выявлен эффект удвоения пространственной частоты нанодоменных структур, позволяющий получать рекордно малые периоды и открывающий новые возможности создания нелинейно-оптических устройств нового поколения.

Анализ изображений нанодоменных структур с высоким пространственным разрешением показал, что формирование нанодоменных лучей состоит из ориентированного роста цепей изолированных нанодоменов и их слияния [1, 2, 5, 6].

Математическое моделирование использовалось для подтверждения возможности использовать для объяснения полученных эффектов единый подход, учитывающий определяющую роль остаточных электрических полей, возникающих в процессе переключения при запаздывании экранирования деполаризующих полей [9]. Установлено, что самоорганизация обусловлено электростатическим взаимодействием клиновидных нанодоменов с заряженными доменными стенками.

Моделирование зарождения и роста нанодоменов проведено в рамках кинетического подхода, учитывающего пространственную неоднородность экранирования деполаризующих полей. Рассчитано влияние собственного или искусственного диэлектрического поверхностного зазора [10].

В модели учитывалось наличие приповерхностного диэлектрического зазора, толщиной от десятков нанометров до единиц микрон, существование которого приводит к тому, что создающие деполаризующее поле связанные заряды, отделены от локализованных на электродах зарядов внешнего экранирования. В результате внешнее экранирование не может быть полным, что приводит к формированию самоорганизованных регулярных доменных структур за счет коррелированного зародышеобразования [9].

Экспериментально и методами компьютерного моделирования систематически изучен анизотропный рост цепей, состоящих из изолированных нанодоменов, и выявлены механизмы, объясняющие изменение направлений преимущественного роста взаимодействующих нанодоменных цепей в различных экспериментальных условиях.

Продемонстрировано использование выявленных эффектов для доменной инженерии, что позволило существенно улучшить периодичность прецизионных структур с микронными периодами и заложить основы создания субмикронных периодических доменных структур [3,7].

Работа выполнена при поддержке Министерства образования и науки (№ 16.552.11.7020), РФФИ (10-02-96042-р-урал-а, 10-02-00627-а, 11-02-91066-НЦНИ-а, 11-02-91174-ГФЕН-а).

1. Shur, V.Ya. Nano- and Micro-domain Engineering in Normal and Relaxor Ferroelectrics in Advanced Dielectric, Piezoelectric and Ferroelectric Materials - Synthesis, Characterization & Applications / ed. by Z. G. Ye, Woodhead Publ. Ltd, 2008. – P. 622-669.

2. Shur, V.Ya. Kinetics of Ferroelectric Domains: Application of General Approach to LiNbO₃ and LiTaO₃ // Journal of Materials Science. 2006. V. 41, № 1. P. 199–210.

3. Shur, V.Ya. Domain Nanotechnology in Lithium Niobate and Lithium Tantalate Crystals // Ferroelectrics. 2010. V. 399. P. 97-106.

4. Zelenovskiy, P.S. Raman Visualization of Micro- and Nanoscale Domain Structures in Lithium Niobate /P.S. Zelenovskiy, M.D. Fontana, V.Ya. Shur, P. Bourson, and D.K. Kuznetsov // Applied Physics A. 2010. V. 99. P. 741-744.

5. Shur, V.Ya. Investigation of the Nanodomain Structure Formation by Piezoelectric Force Microscopy and Raman Confocal Microscopy in LiNbO₃ and LiTaO₃ Crystals / V.Ya. Shur, M.S. Nebogatikov, D.O. Alikin, P.S. Zelenovskiy, M.F. Sarmanova, A.V. Ievlev, E.A. Mingaliev, and D.K. Kuznetsov // J. Appl. Phys. 2011. V. 110, N. 5. P. 052013-1-6.

6. Shur, V.Ya. Study of Nanoscale Domain Structure Formation Using Raman Confocal Microscopy / V.Ya. Shur, E.I. Shishkin, E.V. Nikolaeva, M.S. Nebogatikov, D.O. Alikin, P.S. Zelenovskiy, M.F. Sarmanova, and M.A. Dolbilov // Ferroelectrics. 2010. V. 398. P. 91-97.

7. Dolbilov, M.A. Abnormal Domain Growth in Lithium Niobate with Surface Layer Modified by Proton Exchange / M.A. Dolbilov, E.I. Shishkin, V.Ya. Shur, S. Tascu, P. Baldi, and M.P. De Micheli // Ferroelectrics. 2010. V. 398. P. 108-114.

8. Kuznetsov, D.K. Nanoscale Domain Structuring in Lithium Niobate Single Crystals by Pulse Laser Heating / D.K. Kuznetsov, V.Ya. Shur, E.A. Mingaliev, S.A. Negashev, A.I. Lobov, E.L. Rumyantsev, and P.A. Novikov // Ferroelectrics. 2010. V. 398. P. 49-54.

9. Shur, V.Ya. 3D Modeling of Domain Structure Evolution during Discrete Switching in Lithium Niobate / V.Ya. Shur, A.I. Lobov, E.L. Rumyantsev, and D.K. Kuznetsov, // Ferroelectrics. 2010. V. 399. P. 68-75.

10. Shur, V.Ya. In situ Investigation of Formation of Self-assembled Nanodomain Structure in Lithium Niobate after Pulse Laser Irradiation / V.Ya. Shur, D.K. Kuznetsov, E.A. Mingaliev, E.M. Yakunina, A.I. Lobov, and A.V. Ievlev // Appl. Phys. Lett. 2011. V. 99, N. 8. P. 082901-1-3.

11. Shur, V.Ya., Polarization Reversal and Jump-like Domain Wall Motion in Stoichiometric LiTaO₃ Produced by Vapor Transport Equilibration / V.Ya. Shur, A.R. Akhmatkhanov, I.S. Baturin, and E.V. Shishkina // J. Appl. Phys. 2012. V. 111. P. 14101.

Неоклассическая теория рассеяния рентгеновского излучения на свободных и слабосвязанных электронах

В.В. Аристов

Институт проблем технологии микроэлектроники и особочистых материалов РАН, Черноголовка

aristov@iptm.ru

В 1911 г., подводя итог многолетним исследованиям, Ч. Баркла показал, что при рассеянии на атомах легких элементов все электроны рассеивают одновременно и некогерентно друг с другом в соответствии с теорией Дж. Томсона. Казалось, что эти исследования подтверждают и подтверждаются планетарной моделью атома Э. Резерфорда, выдвинутой им в том же году. Действительно, быстрое движение электронов по орбите, диаметр которой сравним с длиной волны рентгеновского излучения, должно приводить к некогерентному рассеянию, которое сопровождается смещением Доплера. О возможном изменении длины волны рассеянного излучения сообщалось еще Баркла, но в начале 20-х годов Дж. Греем и А. Комптоном было независимо показано, что этот эффект имеет фундаментальный характер. Оказалось, что некогерентное рассеяние является некогерентным. Центр некогерентной линии смещен от первоначальной длины волны λ на величину

$$\Delta\lambda(\varphi) = 2\sin^2(\varphi/2) \Lambda_e \quad (1)$$

где φ – угол рассеяния, $\Lambda_e = h/mc$. Объясняя механизм формирования спектра рассеяния Комптон (и одновременно Дебай) предложили известную сегодня квантовую теорию, оставив в ней от теории Томсона значение сечения рассеяния. В этой теории предполагалось, что рентгеновский фотон рассеивается точечным электроном. Ширину спектральной линии некогерентного рассеяния стали связывать с доплеровским смещением при рассеянии на движущихся атомарных электронах [1]. Теория Комптона оказалась привлекательной для многих физиков, увлеченных в «турбулентные» 20е годы созданием новой физики, так что эффект Комптона стал заметной вехой в ее развитии. Идеи, содержащиеся в объяснении этого эффекта, способствовали формированию квантовой электродинамики. Сдвиг спектра рассеяния излучения (1) до сих пор рассматривается как наиболее убедительное доказательство существования фотона, а ширина спектральной линии – движения в атомах точечных электронов и аргумент в пользу вероятностной интерпретации волновой функции Шредингера. Параллельно с исследованиями, в которых предполагалось, что все электроны рассеивают практически некогерентно и с изменением длины волны падающего излучения, с 1912 г. развивалась теория дифракции рентгеновского излучения на кристаллах, в которой рассеяние всеми электронами всех атомов рассматривалось как когерентное. Пионерские исследования рассеяния рентгеновского излучения, как

когерентного, так и некогерентного, были отмечены четырьмя Нобелевскими премиями. Эти открытия оказали громадное воздействие на все последующее развитие науки и техники двадцатого века, но не привели к созданию единой теории рассеяния рентгеновского излучения. За перспективами, открывшимися в результате обнаружения дифракции рентгеновских лучей, не был замечен другой фундаментальный результат, полученный М. Лауэ и его сотрудниками. Обычно некогерентно «люминесцирующие» под воздействием электромагнитной волны электроны, неожиданно становятся когерентными излучателями направленного монохроматического излучения при создании резонансных условий формирования в кристаллической среде стоячей электромагнитной волны. В результате просмотра этого факта теории когерентного и некогерентного рассеяния развивались независимо, опираясь на предположения о различных механизмах взаимодействия излучения с веществом.

В настоящей работе проведен анализ экспериментов по рассеянию рентгеновского излучения. Сделан вывод об ошибочности теории Комптона, приведшей к парадоксам в физике рассеяния рентгеновского излучения. На основе этого анализа сформулированы основные положения новой «неоклассической теории» рассеяния. Принципы неоклассической или полуклассической теории рассеяния электромагнитного излучения были сформулированы еще Шредингером и применялись Лэмбом, Доддом, Джеймсом и др. [2] для анализа различных эффектов, считающихся квантовыми. В основе неоклассической теории лежит утверждение о том, что все особенности рассеяния излучения связаны со структурой вещества, но не с квантованием электромагнитного поля. Эти исследования хотя и признаются полезными, поясняющими физический смысл некоторых явлений, не привели к созданию реалистической теории, альтернативной существующей квантовой электродинамике. В своих предположениях авторы полуклассической теории не пошли далее гипотезы Шредингера о смысле волновой функции движущихся электронов и отрицания существования квантов электромагнитного излучения. Необходимо сделать следующий шаг – признать, что не только движущийся, но и свободный покоящийся электрон описывается определенным реальным пространственным распределением электронной плотности. Такое предположение, сделанное еще в начале прошлого века, неоднократно обсуждалось и находило подтверждение в экспериментах по

рассеянию жесткого рентгеновского излучения. Эти доказательства были отвергнуты Комптоном в 1923 г.

О парадоксе двойного рассеяния рентгеновского излучения. Спектр рассеяния рентгеновских лучей связанными электронами всегда состоит из двух частей, называемых «когерентное» или рэлеевское рассеяние, содержащее излучение с длинами волн, соответствующими первоначальному, и «некогерентное» или комптоновское, состоящее из более длинноволнового излучения.

Электродинамическая интерпретация волновой функции Шредингера $|\psi(\mathbf{r})|^2$ как функция реального распределения электронной плотности в атоме и неклассическая теория успешно используются в теории дифракции рентгеновского излучения на кристаллах, и, как само собой разумеющееся, для описания рэлеевского рассеяния при углах φ вдали от брэгговских ($\varphi \neq 2\theta_B$). Квантовая теория некогерентного рассеяния использует кардинально отличающиеся от неклассической предположения о свойствах электрона и рентгеновских лучей (попытка Шредингера описать некогерентное рассеяние в рамках реалистического описания волновой функции электрона оказалась безуспешной [3]).

Результатом эклектического совмещения двух различных механизмов рассеяния, наблюдающихся одновременно, возникла парадоксальная с точки зрения классической физики ситуация, которая, тем не менее, при сделанных в теории Комптона допущениях вполне укладывается в представления квантовой электродинамики. В чем суть парадокса? Согласно теории некогерентного рассеяния при выполнении условия

$$E_i < 2\sin^2(\varphi/2)h^2v^2/mc^2 \quad (2)$$

где E_i энергия связи электрона в атоме, v -частота рентгеновского излучения, точечный электрон при столкновении с фотоном вылетает из атома, сохраняя тот импульс, которым он обладал, будучи в связанном состоянии в момент столкновения. Этот момент времени предполагается коротким и равным $\Delta t \sim 1/v = \lambda/c \leq 3 \cdot 10^{-19}$ с при $\lambda \leq 1 \text{ \AA}$. При столкновении фотон передает движущемуся точечному и уже свободному электрону часть своего первоначального импульса и энергии в соответствии с законами сохранения. В результате этого процесса возникают монохроматические комптоновские вторичные некогерентные фотоны, длина волны которых определяется как величиной $\Delta\lambda(\varphi)$, так и доплеровским смещением, обусловленным рассеянием излучения на движущемся электроне. Условие (2) выполняется для К-электронов достаточно легких элементов при $\lambda \leq 1 \text{ \AA}$ в широком диапазоне углов φ , так что в этом диапазоне значений λ и φ можно считать, что все электроны в легких атомах рассеивают рентгеновские фотоны по квантовому механизму – некогерентно. В то же время наблюдается рэлеевское рассеяние, которое, как упоминалось выше, считается обязанным когерентному рассеянию электромагнитного излучения на распределении электронной плотности,

обусловленной все теми же электронами, так что суммарная интенсивность рассеяния при $\lambda \ll \Lambda_e$ определяется [4]:

$$\frac{I_{ch} + I_{in}}{I_{cl}} \approx \left| \sum_{i=1}^Z f_i \right|^2 + (Z - \sum_{i=1}^Z |f_i|^2) \quad (3)$$

здесь I_{ch} , I_{in} , I_{cl} – рэлеевское, комптоновское, и томсоновское интенсивности рассеяния, f_i – фактор рассеяния для связанного электрона, $\sum f_i = F_a$ атомный фактор рассеяния. С точки зрения квантовой электродинамики, такое положение, когда одновременно все электроны атома способны рассеивать как когерентно, так и некогерентно не считается парадоксом. Предполагается, что атом при практически мгновенной потере точечного электрона сохраняет свое состояние. Это состояние описывается функцией $|\psi(\mathbf{r})|^2 dV$ распределения вероятности нахождения электрона в объеме dV и определяет амплитуду рэлеевского рассеяния атомом электромагнитного излучения. Эквивалентное $\psi(\mathbf{r})$ распределение $\chi(\mathbf{p})$ для положения электрона в импульсном пространстве отражается в комптоновском спектре рассеяния [1,4]. Согласно приведенным рассуждениям рассеяние происходит дважды на одном и том же электроме – отдельно фотона и электромагнитной волны. Такая парадоксальная точка зрения, возникшая в 20-е годы прошлого века, сохранилась до настоящего времени. Выше отмечалось, что при брэгговском рассеянии в направлении $\varphi=2\theta_B$ отражается все падающее на кристалл излучение. Оба направления становятся на экстинкционной глубине кристалла равноправными, и некогерентное рассеяние в направлениях $\varphi=2\theta_B$ не наблюдается. Несмотря на это, в основных табличных данных в качестве сечения когерентного рэлеевского рассеяния приводятся данные по брэгговскому рассеянию [5], а величина комптоновского сечения рассеяния указывается так, что суммарный коэффициент рассеяния становится существенно больше томсоновского, твердо экспериментально установленного еще сто лет назад для легких элементов.

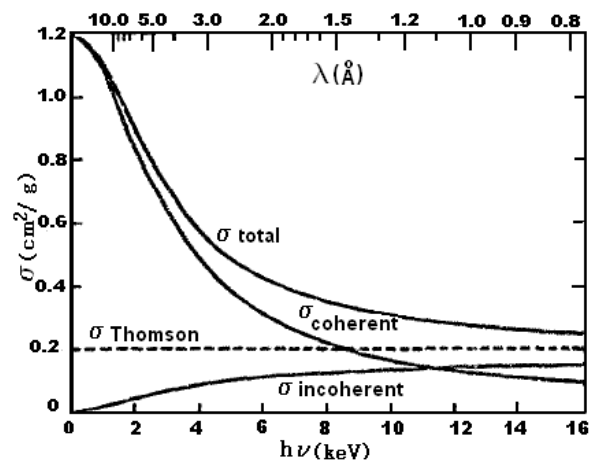


Рис. 1. R.T.Brown [6]

В качестве примера на рис.1 приведен стандартный табличный график зависимости сечения рассеяния на атомах углерода от энергии падающего

излучения или длины волны (интересующая нас область $0.7\text{Å} \sim 1.5\text{Å}$).

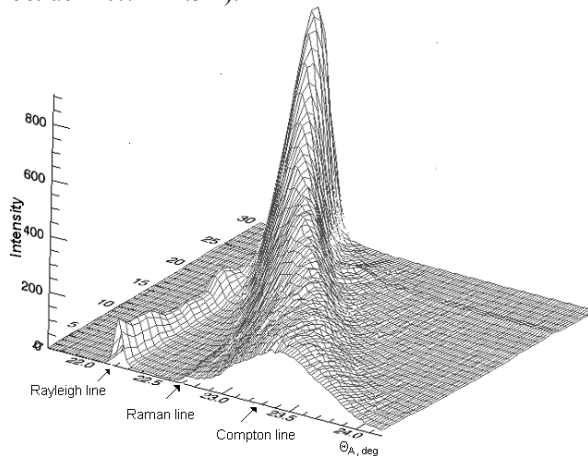


Рис. 2. Спектр рассеяния на монокристалле углерода (алмаз) синхротронного излучения $\lambda = 0.88 \text{Å}$, измеренный на Bessy-2 (С.Н.Якунин, 2010г.)

На рис. 2 приведено 30 спектров рассеяния при углах φ от 160° до 10° через $\Delta\varphi = 5^\circ$. По оси Θ_A отложен брэгговский угол кристалла анализатора. Изменение угла Θ_A на $\Delta\Theta_A$ соответствует изменению длины волны в спектре на величину $\delta\lambda/\lambda = \Delta\Theta_A \text{ctg}\Theta_A$. В левой части спектра видно, как изменяется с изменением угла φ рэлеевское рассеяние. Интенсивность этой линии во всем диапазоне углов φ не превышает 7% общей интенсивности спектра. Вопреки предсказаниям официальной теории, экспериментально измеренная интенсивность рэлеевского рассеяния не уменьшается с увеличением угла φ .

Интегральная интенсивность I_{in} комптоновской части спектра в сечениях $\varphi = \text{const}$. изменяется незначительно (в пределах $5 \div 10\%$) при $\varphi > 30^\circ$ (условию (2) соответствует $\varphi \geq 70^\circ$). Можно показать, распределение интенсивности $I_{in}(\delta\lambda)$ при всех углах $\varphi > 30^\circ$ хорошо аппроксимируется квадратом спектра Фурье $\text{sinc}^2(\pi\Delta\lambda(\varphi)/\Lambda_c^2)$, т.е. $I_{in}(\delta\lambda) = |A(\delta\lambda)|^2$, где $A = 1 - |\delta\lambda/\Delta\lambda(\varphi)|$, $A \geq 0$ [7].

Обратим внимание на значительное различие в соотношении интенсивностей рэлеевского и комптоновского рассеяния на рис.2 по сравнению с рис.1.

Наблюдаемый спектр рассеяния при реалистическом представлении о том, что излучать вторичные волны должны не состояния атома, а находящиеся в нем реальные электроны, можно объяснить, лишь отказавшись от представления о точечности электрона. В этом случае при рассеянии плоской электромагнитной волны в дальней зоне Фурье формируется образ рассеивателя – электрона, по которому можно восстановить его структуру. Такой классический подход к спектрам рассеяния электромагнитного излучения, назовем его неоклассическим в применении к субатомным размерам, предполагает, что рентгеновское излучение, как и предлагал в свое время считать М.Лауэ, не состоит из квантов, а все особенности спектров рассеяния связаны с особенностями строения, структурой электронов и атомов.

Такая точка зрения позволяет отказаться от постулатов о строении квантов материи, об особых механизмах ее взаимодействия с излучением и перейти к исследованию реальной структуры электронов, и электронной структуры атомов.

Основные положения неоклассической теории. Определение размеров и формы электрона по угловым спектрам рассеяния и поглощению было выполнено еще в 1918-1919 гг. Комптоном, показавшим, что электрон должен иметь радиус порядка $0.8 \div 2 \cdot 10^{-10} \text{см}$ [8]. Угловая зависимость длины волны рассеянного излучения в спектре комптоновского рассеяния на рис.2 показывает, что электромагнитная рентгеновская волна с длиной λ распространяющаяся в направлении \mathbf{n}_0 рассеивается сферическим периодическим распределением электронной плотности. В этом случае, вдоль периодически распределенного заряда в направлении \mathbf{n}_φ (под углом φ к \mathbf{n}_0), колебания электронной плотности распространяются с фазовой скоростью $V = c/\cos\varphi$. В результате этого вдоль направлений \mathbf{n}_φ возникают две электромагнитные встречные волны, в каждой из которых длина волны определяется запаздыванием колебаний соседних осцилляторов периодической структуры электрона на величину Δt [9]:

$$\Delta\lambda/c = \Delta t = \Lambda_c(1/c - 1/V) \quad (4)$$

Длины волн в направлении φ оказываются равными известному комптоновскому смещению $\Delta\lambda(\varphi)$. Это ставит эффект Комптона в один ряд с эффектами Черенкова и Смита-Парселла. Ширина комптоновской линии, ее частотный спектр (см. рис. 2 и пояснения), обусловлены тем, что пространственные колебания электронной плотности уменьшаются с увеличением расстояния как r^{-2} , т.е. электронная плотность свободного электрона описывается по аналогии с функцией Шредингера функцией

$$|\psi_c(R)|^2 = \text{sinc}^2(\pi R) \quad (5)$$

$R = r/\Lambda_c$ [10]. Отметим, что необходимость наличия встречных сферических волн при рассеянии плоской электромагнитной волны на электроне связывалось П. Дираком [11] с наличием силы Лоренца, оставляющей электрон неподвижным.

Структура связанного электрона деформируется в поле ядра атома. В таком понимании уравнение Шредингера описывает деформацию периодической структуры $|\psi_c|^2$, импульсы волн де Бройля электронов, якобы движущихся в атоме, представляют собой обратные длины этих деформационных волн $\Lambda_{Bi} = h/p_i$, а условие (2) заменяется:

$$2\Lambda_{Bi} \sin(\varphi/2) > \lambda \quad (6)$$

$\Lambda_{Bi} = \Lambda_c/\alpha_i$, $\alpha_i = (2E_i/mc^2)^{1/2}$. Условие (6) означает, что если для волн де Бройля связанного электрона выполняется условие брэгговской дифракции, то характер рассеяния изменяется, но не так, как предполагает импульсное приближение квантовой теории [1]. Из сказанного следует: брэгговское рассеяние является действительно когерентным. Электронная масса осцилляторов, «люминесцирующая» в атомах под действием излучения некогерентно и в достаточно широком спектральном интервале, при выполнении брэгговских условий,

синхронизирующих колебания электронной плотности в атомах кристалла, переизлучает падающую волну когерентно. Роль «зеркал» такого генератора когерентного излучения играют те «части» электронов, которые обусловлены деформацией периодической структуры электронной плотности свободного электрона. Очевидно, что эта часть электронной массы m_a равна величине $\alpha_i m$ и определяет интенсивность рэлеевского спектра рассеяния при $\varphi \neq 2\theta_B$ и условием (2) или (6). Таким образом, можно предположить, что $|\sum f_i|^2$ в формуле (3) следует заменить на:

$$I_{ch} \approx \alpha^2 \left| \sum_{i=1}^Z \left(1 - \frac{\alpha_i}{\alpha} f_i\right) \right|^2 \quad (7)$$

Здесь $\alpha = \sum_{i=1}^Z \alpha_i$. Появление в сумме $(1 - \frac{\alpha_i}{\alpha} f_i)$ вместо f_i следует из того, что центральная часть электрона с радиусом $\Lambda_e/2 \leq r \leq \Lambda_e$ «освещает» деформированную часть электронного заряда, представленную функцией Шредингера в каждом из направлений φ с учетом коэффициента α_i , как точечный свободный электрон, удаленный на расстояние Λ_{Bi} с томсоновским сечением рассеяния.

Примечание. Одним из наиболее веских аргументов в пользу механизма рассеяния, предложенного Комптоном, было обнаружение предсказываемых его теорией низкоэнергетических электронов, сопровождающих рассеяние. С точки зрения неклассической теории и экспериментально доказанного существования силы Лоренца свободный электрон не может приобрести импульс при рассеянии электромагнитной волны и поглотить часть ее энергии. Это возможно лишь для электрона, связанного в атоме. Механизм фотоэлектрического поглощения хорошо известен и только им можно объяснить возможность поглощения энергии падающей на атом волны. Для понимания того, что эмиссия электронов, сопровождающая комптоновское рассеяние на связанных электронах обязана тому же фотоэлектрическому эффекту, достаточно дополнить уравнение фотоэффекта Эйнштейна $mv^2/2 = h\nu - E_i$, уравнением: $mv^2/2 = h\nu - h\nu_j$ Здесь $mv^2/2$ - кинетическая энергия фотоэлектронов, ν_j - частота излучения известная как рамановская (по нашему мнению, обнаруженная Баркла и названная им J-линией), см.рис.2. Известно, что эта линия не является монохроматической. С точки зрения обсуждаемой нами неклассической теории резонансное фотоэлектронное поглощение при рассеянии излучения с частотой ν происходит не только на разностной частоте $\nu - E_i/h$, но на всех частотах $(\nu - \Delta\nu(\varphi) - E_i/h) = \nu_j$. Это обстоятельство объясняет, с одной стороны, ширину J- (рамановской) линии, с другой показывает, как «комптоновские» низкоэнергетические электроны через механизм фотоэлектрического поглощения связаны с частотами комптоновского рассеяния и энергией связи электрона в атоме.

Заключение. В докладе приведены основные соображения о том, в каком направлении должна развиваться теория рассеяния жесткого

рентгеновского излучения. Очевидно, что ее создание требует, прежде всего, постановки новых исследований в широком диапазоне длин волн. Материалы проведенных ранее исследований затруднительно использовать в полной мере, в связи с тем, что эксперименты проводились и обрабатывались с целью уточнения казавшихся безусловно верными положений и выводов квантовой теории. Большое внимание в теории некогерентного рассеяния уделялось определению зависимости сечения рассеяния жесткого излучения от частоты фотонов. С точки зрения неклассической теории сечение рассеяния свободным электроном определяется в основном интерференцией волн, рассеянных центральной частью, ядром электрона. Поэтому, изучая спектральные зависимости рассеяния от угла и длины волны излучения можно определить не только размер, но и форму ядра электрона. Представляет интерес распространить принципы, развиваемые неклассической теорией рассеяния рентгеновского излучения, на рассеяние электронных волн в экспериментах по дифракции электронов, эффекты Смита-Парселла, Шварца-Хоры и др. Это позволит придать физический смысл ряду понятий, обсуждаемых в связи с задачами квантовой информатики и позволит решить стоящие перед ней практические задачи.

1. Cooper, J.M. Compton scattering and electron momentum determination // Rep. Prog. Phys. 1985. V. 48. P.415-481
2. Crisp, M.D. Self-fields in semiclassical radiation theory // Phys. Rev. A. 1990. V.42, №7, P.3703-3717.
3. Schrödinger, E. Über den Comptoneffekt. Annalen der Physik. 1927. Vol.82, No.4, P. 257-264
4. Compton, A.H. Incoherent scattering and the Concept of Discrete Electrons // Phys. Rev. 1935. V. 47, № 5. P. 367-370.
5. Hubbell, J.H., Viegele, Wm. J., Briggs, E.A., Brown, R.T., Cromer, D.T., Howerton, R.J. Atomic form factors, incoherent scattering functions, and photon scattering cross sections // J. Phys Chem. Ref. Date. 1975. V.4, №3, P.471-538.
6. Brown, R.T. Temperature and density dependent x-ray scattering in a low-Z plasma // LA-6391-MS. Los Alamos Scient. Lab. Univ. of California, 1976. U.S. Online: <http://www.osti.gov/energycitations/servlets/purl/7262986-8yw0gR/7262986.pdf>
7. Aristov, V.V. Neoclassical theory of x-ray scattering by electrons // Electromagnetic Radiation, ISBN 979-953-307-332-2 (in press)
8. Compton, A.H. (1919). The Size and Shape of the Electron I,II // Phys. Rev. 1919. V.14, №.1,3. P. 20-43, 247-259
9. Аристов, В.В. Фундаментальные проблемы рассеяния жесткого рентгеновского излучения // Рентгеновская оптика. Рабочее совещание, Черноголовка, ИИТМРАН, 2010, с.208-211. http://purple.iptm.ru/xray/xray2010/files/CHGXRAY2010_BOOK.pdf
10. Аристов, В. В. Рассеяние электромагнитной волны на свободном электроне в полуклассическом приближении // Доклады Академии Наук. 2009. Т. 425, № 6. С. 1-3.
11. Dirac, P. A. Classical theory of radiating electrons // Proc. Roy. Soc. London. 1938. V. A167, P.148-169

Сравнительные характеристики оптических методов измерения формы поверхности в ИФМ РАН

А.А. Ахсахалян, А.Д. Ахсахалян, Д.Г. Волгунов, М.В. Зорина, М.Н. Торопов,
А.И. Харитонов, Н.И. Чхало

Институт физики микроструктур РАН, Н. Новгород

akh@ipm.sci-nnov.ru

Введение

Одним из основных направлений деятельности отдела многослойной рентгеновской оптики ИФМ РАН является разработка технологии изготовления фокусирующих рентгеновских зеркал. Одной из важнейших характеристик, определяющих разрешение и светосилу таких зеркал, является точность формы изготовленной поверхности. В отделе параллельно ведется работа по изготовлению зеркал для мягкого ($\lambda > 3,1$ нм) и жесткого рентгеновского излучения.

Для мягкого излучения форма зеркал является осесимметричной, причем отклонение формы поверхности от расчета не должно превышать 0,3-0,5 нм. Это и определило разработку интерферометрической методики с дифракционной волной сравнения для измерений таких поверхностей.

Для жесткого излучения в основном применяются зеркала цилиндрической формы с направляющей в форме параболы или эллипса и составленные из таких зеркал системы Киркпатрика – Байеза (К-Б). Для измерения таких поверхностей разработаны и изготовлены два измерительных стенда. Кроме цилиндрических зеркал, большой интерес в жесткой области представляют зеркала в форме эллипсоида или параболоида вращения, которые могут значительно превосходить системы К-Б по светосиле. Для измерений формы поверхности зеркал вращения наиболее перспективной нам представляется методика измерений на интерференционном микроскопе Tuly surf CSI 2000.

В работе кратко описаны все указанные методики, отмечены их достоинства и недостатки. Приведены результаты измерений формы поверхности сферы всеми методами.

Приборы лучевой оптики

На рис.1 представлены схемы двух похожих, но несколько отличающихся измерительных стендов. В первом приборе (рис. 1а) излучение лазера 1, отражаясь от поворотного зеркала 2, фокусируется на поверхности неподвижного образца 3. С помощью детектора 4 (фотодиод), перемещающегося с шагом 0,025 мм вдоль оси x_d , определяется положение отраженного пучка, соответствующего максимуму его интенсивности X_d . Зная зависимость X_d от угла поворота зеркала ψ и величину базы прибора $B=2$ м, рассчитывается зависимость локального угла наклона касательной γ от ординаты поверхности X . Точность измерений $\Delta\gamma=5 \cdot 10^{-5}$ радиан.

Схема работы второго стенда представлена на рис. 1б. Излучение лазера 1, отражаясь от поворотного зеркала 2, фокусируется на поверхности образца 3. Образец поворачивается на поворотном столике до такого угла ω , при котором максимум излучения попадает в детектор 4. Детектор состоит из призмы и двух фотодиодов, включенных по схеме вычитания. В момент, когда сигнал равен нулю, интенсивность на каждом фотодиоде одинакова. Снимая зависимость ω от ψ , рассчитывается зависимость локального угла наклона касательной γ от ординаты поверхности X . Применение такого детектора позволило почти полностью исключить ложное считывание положения максимума из-за дрейфа во времени лазерной интенсивности. Кроме того, во втором приборе примерно в 2 раза повышена точность отсчета углов ψ и ω . Эти два фактора позволили повысить точность измерений до величины $\Delta\gamma=1.5 \cdot 10^{-5}$ радиан.

Оба прибора позволяют проводить измерения профиля выпуклых и вогнутых цилиндрических, сферических и асферических поверхностей с радиусами кривизны от 0,5 м до бесконечности. Размер измеряемых образцов $L=100$ мм.

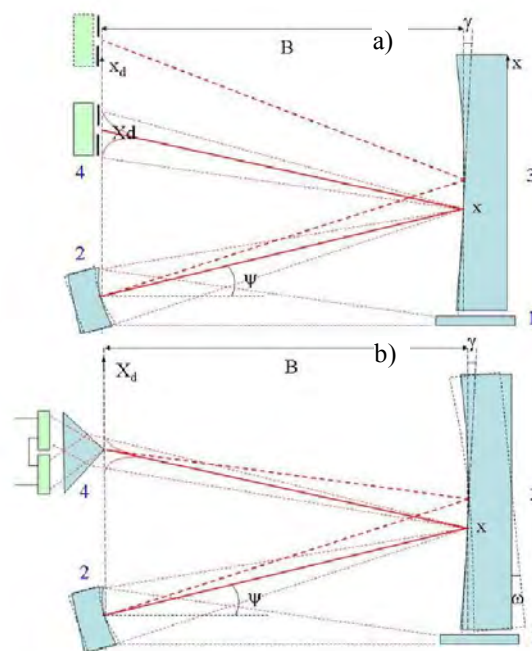


Рис. 1. Схема оптических стендов.

Интерферометр Talysurf CCI 2000

Интерференционный микроскоп “Talysurf CCI 2000” осуществляет измерение формы поверхности в поле зрения $0,9 \times 0,9 \text{ мм}^2$ с точностью 0.5 нм. Схема микроскопа представлена на рис. 2.



Рис.2. Схема интерферометра Talysurf CCI 2000

Опорный луч отражается от нижнего светоделителя, от контрольной плоскости и возвращается светоделителем через объектив в CCD-детектор (матрица 1024×1024). Исследуемый луч, отражаясь от исследуемого образца, также направляется в детектор. Объектив перемещается по вертикали с помощью пьезодвигателя и на каждом шаге снимается интерференционная картина на детекторе. По совокупности этих картин восстанавливается трехмерная карта поверхности образца с глубиной рельефа до 100 микрон. Для измерения рельефа протяженных объектов прибор был дооснащен датчиком, позволяющим измерять положения столика образца с точностью 1 микрон [1]. Общий рельеф получается путем сшивки отдельных участков поверхности. Точность измерения рельефа при сшивке падает с увеличением длины образца и составляет $\Delta h \sim 10 \text{ нм}$ на длине образца $L=20 \text{ мм}$ и $\Delta h \sim 100 \text{ нм}$ на длине образца $L=80 \text{ мм}$. Прибор позволяет анализировать поверхности любых типов (выпуклые, вогнутые, седлообразные) и вычислять радиусы кривизны в двух направлениях, начиная с $R=1 \text{ мм}$ до бесконечности. Это позволяет анализировать поверхности вращения для зеркал жесткого диапазона, в которых эти радиусы отличаются на три порядка ($R_1 \sim 5 \text{ м}$, $R_2 \sim 5 \text{ м}$).

Интерферометр с дифракционной волной сравнения

Оптическая схема интерферометра с дифракционной волной сравнения в режиме изучения вогнутых сферических и слабо асферических поверхностей приведена на рис. 3. Исследуемая деталь и регистрирующая система облучаются эталонным сферическим фронтом. Отраженный от исследуемой детали свет фокусируется на поверхности зеркала 7 и, отражаясь от него, направляется в регистрирующую систему, где интерферирует с эталонным фронтом. Подробнее об особенностях

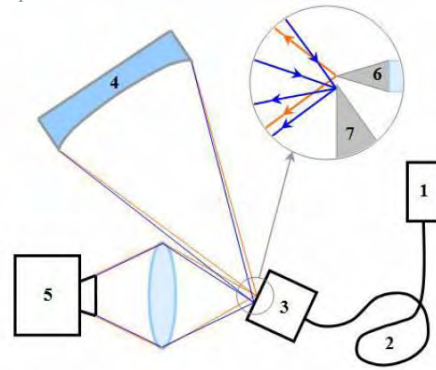


Рис. 3. Оптическая схема ИДВС. 1-лазер, 2-оптоволокну, 3-модуль осветителя волны, 4-исследуемая деталь, 5-регистрирующая система, 6-источник эталонной сферической, 7-зеркало.

работы интерферометра, включая схемы изучения различных типов оптики, можно найти в [2].

Измерение формы поверхности сферы

Для сравнения точности измерений на рис.4 приведены результаты измерений формы поверхности сферы радиусом $R=1200 \text{ мм}$ всеми представленными методами. Обозначения на рисунке такие: треугольники – стенд 1, квадраты – стенд 2, кружки – ИДВС, сплошная кривая – интерферометр Talysurf. Из рисунка видно, что измерения ИДВС имеют наилучшую точность ($\Delta Y \sim 1-2 \text{ нм}$) и хорошо коррелируют с данными, полученными другими методами. Точность измерений на стенде 2 и на интерферометре Talysurf сопоставима и равна примерно $\Delta Y \sim 5-10 \text{ нм}$, а на стенде 1 примерно в 3 раза хуже ($\Delta Y \sim 20-30 \text{ нм}$).

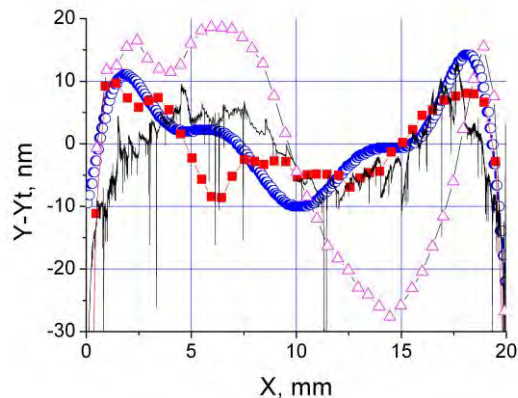


Рис. 4. Отклонение профиля центрального сечения сферического образца от расчета.

Работа поддержана проектами РФФИ № 10-02-00597 и 10-02-00957.

1. Ахсаляян, А.А. Методика измерений формы поверхности вращения на интерференционном микроскопе “Talysurf CCI 2000” / А.А. Ахсаляян, А.Д. Ахсаляян, М.В. Зорина, А.И. Харитонов // Известия РАН. Сер. физическая. 2011. Т.75 №1. С. 102-105.

2. Клюенков, Е.Б. Измерение и коррекция формы оптических элементов с субнанометровой точностью / Е.Б. Клюенков, А.Е. Пестов, В.Н. Полковников, Д.Г. Раскин, М.Н. Торопов, Н.Н. Салашенко, Н.И. Чхало // Российские нанотехнологии.-2008. Т.3. №9-10. С. 116-124.

Возможности использования метода реактивного ионно-лучевого травления для изготовления двойко изогнутых поверхностей

А.А. Ахсахалян, А.Д. Ахсахалян, Д.Г. Волгунов, Б.А. Грибков, А.И. Харитонов

Институт физики микроструктур РАН, Н. Новгород

akh@ipm.sci-nnov.ru

Введение

Для коллимации или фокусировки излучения квазиточечных источников рентгеновского излучения жесткого рентгеновского диапазона длин волн ($\lambda \sim 0,1$ нм) в настоящее время в основном используются системы зеркал в схеме Киркпатрика-Байеза (К-Б). Их характерная угловая апертура составляет 0,0001 стерадиан. В данной работе предлагается методика изготовления поверхностей для зеркал вращения с близкой по величине угловой апертурой, которые могут служить альтернативой системам К-Б.

Методика изготовления

Методика изготовления состоит из двух стадий. На первой стадии (рис. 1а) на поверхности плоской тонкой подложки вытравливается длинная ($L \sim 40-60$ мм) канавка. Вблизи дна канавки на размере $w \sim 1$ мм распределение радиусов кривизны $R(x)$ вдоль оси x в плоскостях перпендикулярных оси должно быть равно расчетному распределению радиусов фигуры вращения $R(x) = R_{calc}(x)$. Кроме того, геометрическое место нижних точек поперечных окружностей (кривая $h_0(x) = CD$) должны лежать в одной плоскости (hx).

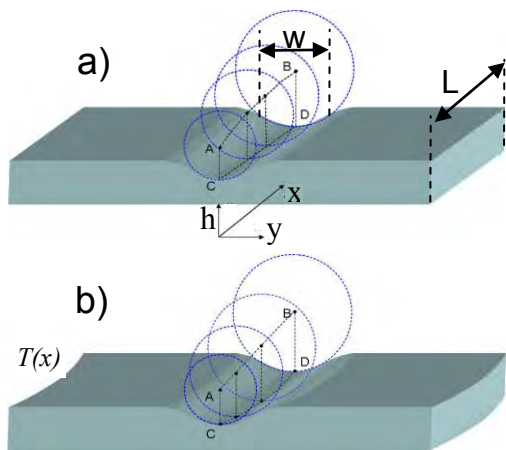


Рис. 1. Схема методики

На второй стадии (рис. 1б) подложку необходимо изогнуть относительно оси y по цилиндрической поверхности так, чтобы центры радиусов поперечных окружностей легли на одну прямую. Направляющая $T(x)$ этой цилиндрической поверхности находится из условия:

$$\frac{dT(x)}{dx} = \frac{dR_{calc}}{dx} - \frac{dh_0(x)}{dx} \quad (1)$$

Отсюда, задавая конкретную зависимость $R_{calc}(x)$ и измеряя зависимость $h_0(x)$, находим направляющую цилиндрической поверхности $T(x)$.

Главным преимуществом двухстадийной методики является то, что за счет изгиба можно уменьшить количество удаляемого материала, а значит, существенно сократить время травления.

Эксперимент

В данной работе, для определенности мы поставили себе целью получить участок поверхности эллипсоида вращения со следующими параметрами. Уравнение направляющей поверхности: $R_{calc}(x) = (2px)^{0,5}$, где $p = 0,1$ мм, $x = 70-130$ мм.

Для реализации первой стадии нами выбран метод реактивного ионно-лучевого травления (РИЛТ) с использованием фокусирующей щели [1]. Главным аргументом в пользу такого выбора стали недавно проведенные измерения на атомно-силовом микроскопе, которые показали, что при травлении кремния на глубину до 40 микрон микрошероховатость равна $\sigma = 0,35$ нм при микрошероховатости исходной поверхности $\sigma = 0,2$ нм. Кроме того метод обладает довольно высокой производительностью и позволяет создавать зону травления в виде длинной узкой канавки шириной на полуглубине около 0,5 мм и длиной около 60 мм. Ширина зоны и скорость травления зависят от многих параметров: от расстояния между щелью и подложкой, ширины щели, ее толщины, конфигурации фокусирующей системы, давления в камере, напряжения смещения и т.д.

Травление осуществлялось сфокусированным плазменным пучком на установке, описанной в [1], дополненной программируемым устройством перемещения образца вдоль оси y (рис. 2).

Для получения поперечных сечений в виде дуг окружности, подложка перемещалась поперек щели (вдоль оси y) по закону движения $t = t(y)$, полученному путем компьютерного моделирования процесса травления [2]. При этом во всех сечениях вблизи дна канавки травления отклонение от окружности не превышает $\Delta h < 0,5$ мкм (рис. 3).

Для обеспечения необходимого распределения радиусов кривизны вдоль щели $R(x)$, использовалась щель с меняющейся вдоль оси x шириной $D = D(x)$, причем был выбран простейший случай линейной зависимости $D(x) = kx + c$. Путем подбора параметров k и c удалось даже в линейном случае получить хорошее совпадение эксперимента с расчетом – отклонение поперечных радиусов кривизны от расчета ΔR не превышает 100 микрон на длине $\Delta x = 40$ мм (рис. 4). Рост отклонения ΔR

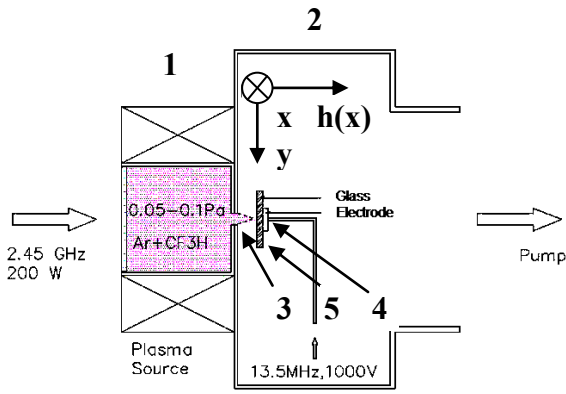


Рис.2. Схема установки реактивного ионно – лучевого травления. 1- разрядная камера. 2- камера травления. 3- щель, расположенная вдоль оси x . 4- электрод смещения. 5-образец.

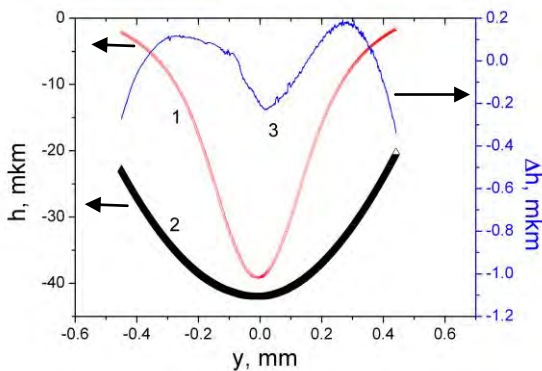


Рис.3. Профиль травления при неподвижной подложке (кривая 1), при сканировании поперек щели (2) и отличие профиля 2 от окружности (3).

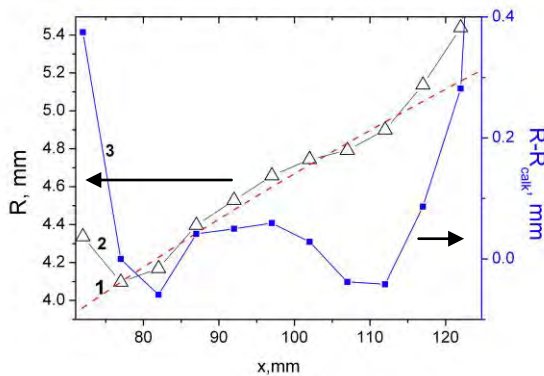


Рис.4. Расчетное (кривая 1) и полученное в эксперименте (кривая 2) распределение поперечных радиусов кривизны и их разность (кривая 3) вдоль зоны травления.

на концах связан с изменением конфигурации фокусирующей системы на краях щели. Дальнейшего уменьшения величины ΔR можно добиться за счет применения диафрагмы с нелинейным законом изменения ее ширины.

Для реализации второй стадии планируется использовать разработанный и широко применяемый нами метод реплик [3]. Вначале изготавливается стеклянный выпуклый шаблон, имеющий форму цилиндра с направляющей $T(x)$, полученной из выражения (1). Образец с нужным распределением

радиусов $R(x)$ сажается на оптический контакт на шаблон. Затем к нему приклеивается толстая матрица для фиксации формы. После отверждения клея система разъединяется. Полученная поверхность будет иметь форму фигуры вращения.

Поскольку у нас не было шаблона с направляющей с формой $T(x)$, соответствующей нашему образцу и не было ранее опыта посадки на оптический контакт поверхности, на которой вытравлена канавка, мы провели посадку на оптический контакт образца с канавкой на шаблон, имеющий стрелку прогиба, превышающую рассчитанную стрелку $T(x)$. Измерения показали, что направляющая полученной после всех описанных процедур поверхности с точностью 0,02 миллирадиана совпадает с расчетной.

Измерения поперечных радиусов $R(x)$ и рельефа дна $h_0(x)$ проводились на интерференционном микроскопе Tylusurf CCI 2000 по методике, изложенной в [4].

Выводы

1. Разработаны основы двухстадийной методики изготовления участка поверхности вращения (длиной 50 мм и шириной 1 мм) с произвольной формой направляющей (парабола, эллипс и др.). Радиусы вращения составляют 3-5 мм, продольные — 1-20 м.

2. Методику следует признать достаточно перспективной, поскольку время изготовления поверхности составляет 5-8 часов и, по-видимому, может быть еще уменьшено за счет оптимизации параметров травления.

3. Поверхности, изготовленные методом РИЛТ, при глубине травления вплоть до 40 микрон, имеют микрошероховатость на атомном уровне ($\sigma=0,35$ нм) и могут использоваться для изготовления зеркал как жесткого, так и мягкого рентгеновского диапазона длин волн.

Работа поддержана РФФИ, проект 10-02-00597.

1. Ахсахалиян, А.А. Применение реактивного ионно – лучевого травления для коррекции формы рентгеновских зеркал / А.А. Ахсахалиян, А.Д. Ахсахалиян, Ю.А. Вайнер, Д.Г. Волгунов, М.В. Зорина, Е.Б. Клюенков, А.И. Каськов, М.И. Кузнецов, И.М. Нефедов, Н.Н. Салашенко, А.И. Харитонов // Известия РАН. Сер. физическая. 2012. Т.76 №2. С. 196-198.

2. Ахсахалиян, А.Д. Компьютерное моделирование и оптимизация процесса травления цилиндрических зеркал / А.Д. Ахсахалиян, М.В. Зорина, И.М. Нефедов, А.И. Харитонов // Матер. симпозиума «Нанопизика и наноэлектроника-2011». Нижний Новгород, 2011. С. 598-599.

3. Ахсахалиян, А.Д. Изготовление многослойных рентгеновских цилиндрических отражателей / А.Д. Ахсахалиян, Б.А. Володин, Е.Б. Клюенков, В.А. Муравьев, Н.Н. Салашенко, А.И. Харитонов // Поверхность. Рентгеновские, синхротронные и нейтронные исследования. 1999. Т.1. С.162-166.

4. Ахсахалиян, А.А. Методика измерений формы поверхности вращения на интерференционном микроскопе “Tylusurf CCI 2000” / А.А. Ахсахалиян, А.Д. Ахсахалиян, М.В. Зорина, А.И. Харитонов // Известия РАН. Сер. физическая. 2011. Т.75 №1. С. 102-105.

Изучение шероховатости супергладких поверхностей для изображающей рентгеновской оптики дифракционного качества

М.М. Барышева, Ю.А. Вайнер, М.В. Зорина, Б.А. Грибков, А.Е. Пестов, Н.Н. Салашенко, М.Н. Торопов, Н.И. Чхало, А.В. Щербаков

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки
Институт физики микроструктур Российской академии наук, Н. Новгород

maria@ipmras.ru

В отличие от традиционной многослойной рентгеновской оптики, для которой ключевым требованием к подложкам является низкая, на уровне единиц ангстремов, микрошероховатость поверхности в диапазоне пространственных частот шероховатостей $1-10^3$ мкм⁻¹, для оптики, обеспечивающей дифракционное качество изображений, этот уровень требований распространяется на шероховатости всех масштабов, от шероховатости средних частот ($10^{-3}-1$ мкм⁻¹) и до точности формы детали ($10^{-6}-10^{-3}$ мкм⁻¹). Проблема осложняется тем, что поверхность подложек не плоская, стрелка прогиба может достигать десятков миллиметров.

Данная работа продолжает цикл наших исследований по развитию методов изучения шероховатости таких подложек. Ранее была показана [1,2] ограниченная применимость традиционных методов, таких как оптическая интерференционная и атомно силовая микроскопии для аттестации подобных подложек в среднечастотном диапазоне. Предложена концепция, согласно которой для адекватного измерения шероховатости супергладких поверхностей необходимо использовать «первопринципные» методы, опирающиеся не на эталоны (не существующие на данном уровне точности), а на измерения физических величин в прозрачном физическом эксперименте, которые могут быть повторены в любой лаборатории. В качестве такового мы рассматриваем рассеяние электромагнитного излучения шероховатыми поверхностями. Согласно оценкам [2], сочетание диффузного рассеяния видимого ($\lambda = 532$ нм) и мягкого рентгеновского ($\lambda = 13,5$ нм) излучения должно позволить аттестовать поверхность в диапазоне пространственных частот $\sim 3 \cdot 10^{-4} - 100$ мкм⁻¹. В настоящий момент получены экспериментальные данные по аттестации подложек разного качества и химического состава в мягком рентгеновском диапазоне.

Экспериментальная установка – рефлектометр с объективом Шварцшильда в качестве монохроматора – подробно описана в [2]. В настоящий момент в качестве источника используется рентгеновская трубка с Si анодом (ток эмиссии до 1,5 мА), в качестве детектора – вторичный электронный умножитель ВЭУ-6, оснащенный CsI фотокатодом (диапазон линейной регистрации $0,5 - 10^4$ фотонов/сек; шум – 0,05 фотонов/сек). Для увеличения динамического диапазона прибора в схему вводился многослойный Mg/Si фильтр с коэффициентом пропускания 1,39% и увеличивался эмиссионный ток трубки; также увеличивалось время усреднения.

Полученная для плавленого кварца индикатриса рассеяния (рис. 1) демонстрирует динамический диапазон на уровне 10^8 , что приближается к лучшим мировым аналогам с синхротронными источниками.

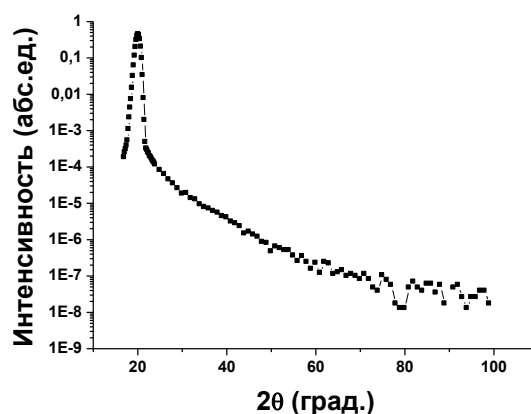


Рис. 1. Индикатриса рассеяния кварца на длине волны 13,5 нм, угол падения излучения $\theta_0=10^\circ$.

Кривая отражения (теория и эксперимент) для того же образца, приведенная на рис. 2, демонстрирует отличие значений оптических констант SiO₂ от табличного значения $\varepsilon_{tab} = 1 - 0.044 + 0.022i$ в области аномальной дисперсии кремния ($\lambda = 13,5$ нм). В результате подгонки получено скорректированное значение $\varepsilon_{corr} = 1 - 0.054 + 0.029i$, более достоверно описывающее экспериментальный результат.

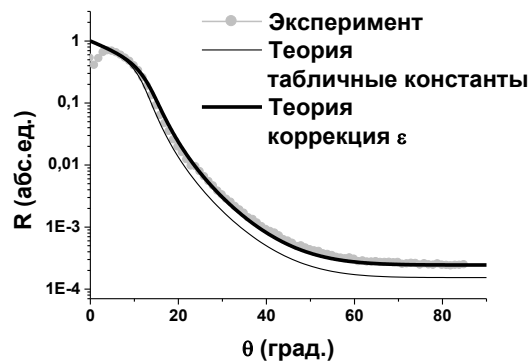


Рис. 2. Отражательная характеристика плавленого кварца на длине волны 13,5 нм.

На рис. 3. приведены PSD-функции поверхности, полученные для кварцевой подложки на основе

данных атомно-силовой микроскопии и диффузно-го рассеяния излучения с длинами волн 13,5 нм (см. рис. 1) и 0,154 нм. Для восстановления PSD по индикатрисе рассеяния применялась стандартная методика [1-3], в основе которой, в частности, лежит утверждение, что ширина индикатрисы $\Phi(\theta, \varphi)$ в направлении, перпендикулярном плоскости падения $\delta\varphi$, значительно меньше соответствующей ширины щели детектора $\delta\varphi_{\text{дет}}$, так что в эксперименте, фактически, может быть измерена одномерная

$\Pi(\theta) = \int_0^{2\pi} \Phi(\theta, \varphi) d\varphi$ индикатриса рассеяния, причем

$$\Pi(\theta) = \frac{\pi^2 |1 - \varepsilon|^2 |t(\theta_0) t(\theta)|^2}{2\lambda^3 \sin \theta_0 \sqrt{\cos \theta_0 \cos \theta}} PSD(\nu), \quad (1)$$

$$\nu = \frac{1}{\lambda} |\cos \theta - \cos \theta_0|,$$

где θ_0 и θ - углы падения и рассеяния излучения, t - френелевские коэффициенты прохождения [3].

Для «жесткого» рентгеновского диапазона это условие заведомо выполняется [3]. Для $\lambda = 13,5$ нм оценка угловых размеров индикатрисы для $a \sim 1$ мкм (радиус корреляции шероховатостей) дает: $\delta\theta \sim \lambda/\pi a \sin \theta_0 = 2,5 \cdot 10^{-2}$ и $\delta\varphi \sim \lambda/\pi a = 4,3 \cdot 10^{-3}$. В рефлектометре размеры щели детектора составляют $h_\theta = 3$ мм и $h_\varphi = 10$ мм при расстоянии образец-детектор 136 мм, откуда $\delta\varphi \ll \delta\varphi_{\text{дет}}$, то есть (1) применимо; ε материала бралась согласно данным отражения.

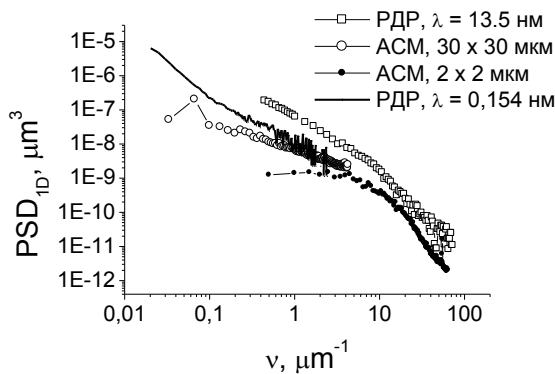


Рис. 3. PSD-функции подложки из плавленного кварца, полученные методами АСМ и диффузного рассеяния (РДР): $\lambda = 13,5$ нм, $\theta_0 = 10^\circ$; $\lambda = 0,154$ нм, $\theta_0 = 0,18^\circ$.

Значения эффективной шероховатости

$$\sigma^2 = \int_{\nu_{\min}}^{\nu_{\max}} PSD(\nu) d\nu, \text{ полученные методами АСМ и}$$

диффузного рассеяния излучения с $\lambda = 13,5$ нм, составили 3 А. При этом некоторое отличие PSD, полученной рассеянием «мягкого» рентгена, может быть связано с неточным знанием оптических констант кварца в области аномальной дисперсии кремния, либо неприменимостью в мягком диапазоне модели «узкой» в направлении φ индикатрисы $\Phi(\theta, \varphi)$. В связи с этим при разных значениях щели детектора h_φ была изучена Nb

пленка, обладающая значительной шероховатостью, но известным ε .

Согласно данным отражения (рис. 4), Nb существенно окислен, плотность NbO составляет 65% от плотности массивного Nb, толщина пленки – 129 нм, шероховатость верхней границы – 1,5 нм.

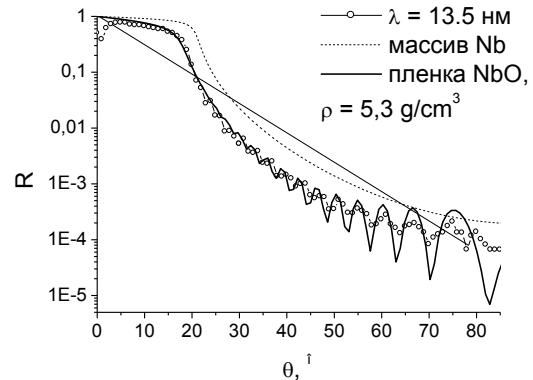


Рис. 4. Отражательная характеристика ниобиевой пленки, $\lambda = 13,5$.

Отсутствие зависимости PSD-функции от ширины щели детектора (рис. 5) означает, что десятимиллиметровая щель достаточно для измерения $\Pi(\theta)$ (индикатриса рассеяния достаточно узкая) и стандартный подход (1) хорошо применим в мягком диапазоне.

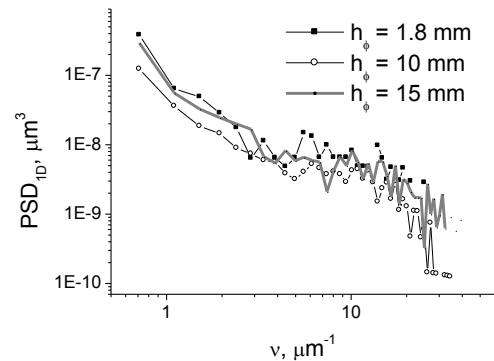


Рис. 5. PSD-функции ниобиевой пленки, полученные диффузным рассеянием ($\lambda = 13,5$ нм, $\theta_0 = 15^\circ$) при разных щелях h_φ детектора.

Таким образом, полученные результаты продемонстрировали адекватность предложенной методики и экспериментальной установки задачам аттестации подложек для изображающей оптики дифракционного качества.

Работа поддержана грантами РФФИ 10-02-00957-а, 10-02-01073-а, 11-02-00597-а, 11-02-00961-а, 11-02-97109-р_поволжье_а, 12-02-00659-а, ФЦП «Научные и научно-педагогические кадры инновационной России на 2009-2013 годы».

1. Барышева М.М. др. Известия РАН. Серия физическая, 2011, Т. 75. № 1. с. 71-76
2. Barysheva M.M. et al., Proc. SPIE 8076, 80760M (2011).
3. Asadchikov V. E. et al., Nucl. Instr. & Meth. in Phys. Res. A., 530, 575 (2004).

Влияние приповерхностных объемных неоднородностей на рассеяние рентгеновского излучения

М.М. Барышева, Ю.А. Вайнер, М.Н. Дроздов, М.В. Зорина, Б.А. Грибков, А.Е. Пестов, Н.Н. Салащенко, Н.И. Чхало

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки
Институт физики микроструктур Российской академии наук, Н. Новгород

maria@ipmras.ru

Благодаря хорошо развитой теории и широким экспериментальным возможностям в последнее время диффузное рассеяние рентгеновского излучения стало одним из наиболее адекватных инструментов для изучения шероховатости супергладких поверхностей [1,2]. При изучении неплоских поверхностей для изображающей оптики дифракционного качества в области средних пространственных частот $\sim 10^{-3} - 1 \text{ мкм}^{-1}$ альтернативы диффузному рассеянию мягкого рентгеновского излучения на данный момент практически нет [2]. Вместе с тем, в рамках данной работы была обнаружена объемная чувствительность метода, что может приводить к ошибочной интерпретации результатов измерений при наличии нарушенного приповерхностного слоя. Это означает, что необходимо иметь априорные представления о наличии нарушенного слоя и соответствующие методы контроля, в качестве которых может быть предложено сопоставление данных рассеяния при падении под разными углами, а также зеркальное отражение рентгеновского излучения.

Несмотря на то, что рассеяние рентгеновского излучения является общепризнанным подходом при исследовании поверхности, ранее учет подобных дефектов сводился, фактически, к введению диэлектрической проницаемости поверхностного слоя материала, отличной от табличного значения [3]. Согласно [1], в случае «жесткого» рентгеновского излучения одномерная индикатриса рассеяния $\Pi(\theta)$ прямо пропорциональна функции спектральной плотности шероховатостей $PSD(\nu)$:

$$\Pi(\theta) = \frac{\pi^2 |1 - \varepsilon|^2 |t(\theta_0)t(\theta)|^2}{2\lambda^3 \sin \theta_0 \sqrt{\cos \theta_0 \cos \theta}} PSD(\nu), \quad (1)$$

$$\nu = \frac{1}{\lambda} |\cos \theta - \cos \theta_0|,$$

где θ_0 и θ - углы падения и рассеяния излучения, λ - длина волны, ε - диэлектрическая проницаемость, t - френелевские коэффициенты прохождения. Коррекция значения ε с учетом примесей (в частности, кислорода - в случае окисления) и меньшей плотности приповерхностного слоя, приведет к смещению $PSD(\nu)$ как целого, причем разумные величины этого смещения меньше порядка (см. [5]).

На рис. 1 приведены PSD-функции поверхности плавленого кварца, измеренные до и после процедуры травления ионным пучком (глубина 11 мкм) [4] методами диффузного рассеяния (РДР), и атомно-силовой микроскопией (АСМ) с кадрами

сканирования от 2×2 до 45×45 мкм (промежуточные кадры дают значения PSD, перекрывающиеся с приведенными на рис.).

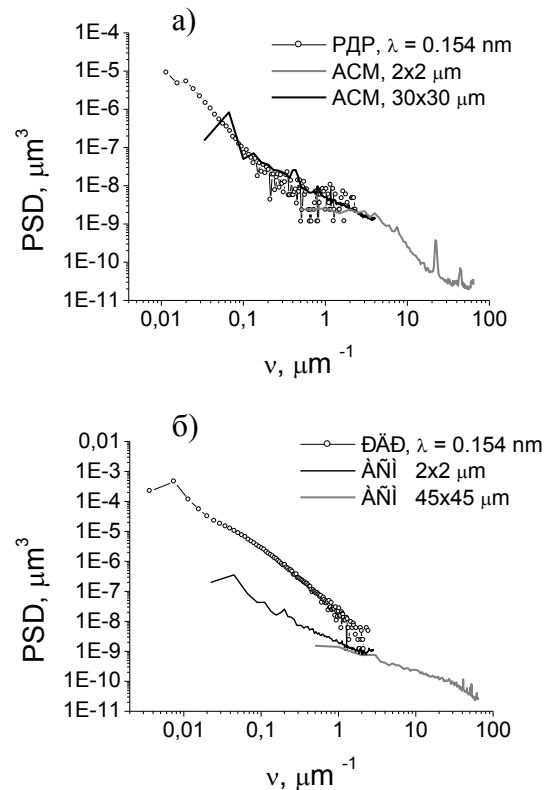


Рис. 1. PSD-функции кварцевой подложки до (а) и после (б) глубокой полировки (съем материала 11 мкм).

Согласно данным диффузного рассеяния, шероховатость в области средних пространственных частот выросла с 0,4 до 1,0 нм, в то время как АСМ и зеркальное отражение рентгеновского излучения показывают сохранение и даже некоторое улучшение исходной шероховатости. Полученные различия объясняются рассеянием на объемных неоднородностях нарушенного слоя, образованных в результате бомбардировки ускоренными атомами Аг.

Для оценки его параметров была использована программа TRIM [5], позволяющая учесть угол падения и энергию падающих ионов, а также их общее количество (время травления). Результат (рис. 2) показывает, что атомы Аг оказываются преимущественно сконцентрированы в некотором слое под поверхностью структуры. При расчете, однако, считается, что все атомы, упавшие на поверхность,

застревают в подложке, что является довольно грубым предположением. Для полученного профиля распределения (рис. 2) был рассчитан коэффициент отражения (рис. 3, данные TRIM), при сравнении с экспериментальной кривой, продемонстрировавший неадекватность полученного профиля.

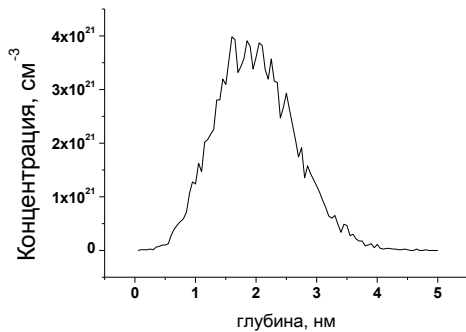


Рис. 2. Распределение концентрации атомов серебра по глубине, рассчитанное в программе TRIM

В то же время экспериментальная кривая отражения имеет провалы, отвечающие картине интерференции на подповерхностном слое. Совпадения теоретического расчета и эксперимента удается добиться (рис. 3) для слоя ширины 1 нм, залегающего на глубине 3,2 нм, при условии, что остается в подложке 15% атомов Ag (шероховатость 0,45 нм). Для изучения распределения атомов Ag по глубине структуры был использован метод вторичной ионной масс-спектрометрии, полученный профиль приведен на рис. 4. Можно видеть, что атомы Ag действительно образуют слой, глубина залегания которого (~3 нм) совпадает с данными подгонки кривой отражения рентгеновского излучения.

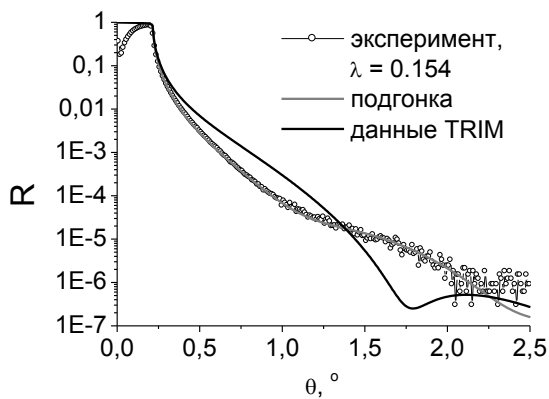


Рис. 3. Экспериментальные и теоретические кривые отражения травленной кварцевой подложки.

Таким образом, рассмотрение процесса диффузного рассеяния как рассеяния только на «дифракционных решетках» на поверхности и учет только одномерного изменения диэлектрической проницаемости по глубине не позволяет объяснить различие между данными РДР и АСМ, или, что то же самое – «ухудшение» качества травленной поверхности. Таким образом, наблюдаемое интенсивное рассеяние отвечает наличию объемных образо-

ваний под гладкой (см. данные АСМ) поверхностью подложки.

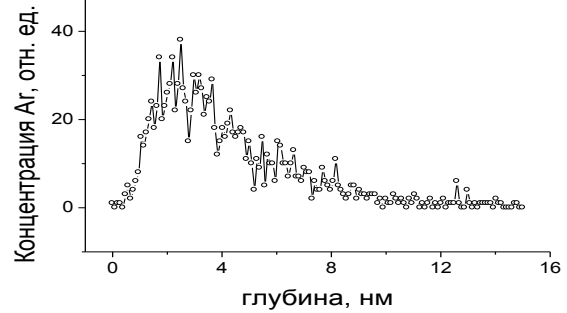


Рис. 4. Распределение концентрации атомов серебра по глубине, данные ВИС.

Диагностировать такой слой можно, анализируя данные диффузного рассеяния при разных углах падения (рис. 5). Хорошо видно, что для нетравленного образца изменение θ_0 не приводит к заметному изменению PSD-функции. Для травленной подложки наблюдается уменьшение интенсивности рассеяния при увеличении угла падения, откуда следует вывод о наличии тонкого нарушенного слоя, интенсивность рассеяния на котором падает с уменьшением области взаимодействия.

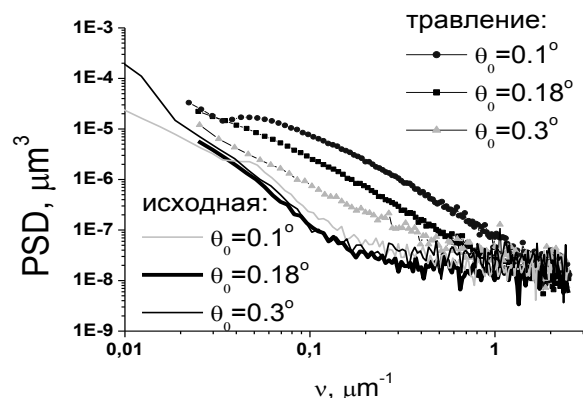


Рис. 5. Распределение концентрации атомов серебра по глубине, данные ВИС.

Таким образом, применяя метод РДР для изучения поверхностей сверхгладких подложек, необходимо иметь в виду возможность образования подповерхностного слоя, искажающего результаты аттестации, но не влияющего на качество самой поверхности, и использовать соответствующие методы контроля

Работа поддержана грантами РФФИ 10-02-00957-а, 10-02-01073-а, 11-02-00597-а, 11-02-00961-а, 11-02-97109-р_поволжье_а, 12-02-00659-а, ФЦП «Научные и научно-педагогические кадры инновационной России на 2009-2013 годы».

1. V.E. Asadchicov et.al., Nucl. Instr. & Meth. in Phys. Res. A., 530, 575 (2004).
2. M.M. Barysheva et.al., Proc. SPIE 8076, 80760M (2011).
3. Кривоносов Ю.С. Диссертация на соискание степени к. ф.-м.н. ИК им. А.В. Шубникова РАН. Москва 2003
4. М.М. Барышева и др. Известия РАН. Серия физическая, 2012, том 76, № 2, с. 190–195
5. <http://www.srim.org/>

Localized X-Ray and neutron modes in crystals and options of their applications in X-Ray and neutron optics

V.A. Belyakov

L.D. Landau Institute for Theoretical Physics, Chernogolovka, Russia

bel@landau.ac.ru

The problem of electromagnetic waves localization in layers 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 absorption in the layer due to this localization were revealed and observed [2-5]. We present a study of the X-Ray and of the neutron localization in crystals and in layers of periodic media. Due to the similarity of the both phenomena and absence of publications on the neutron localization at defect structures (DS) by the optical mechanism similar to the one for electromagnetic waves localization we present a study 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) and, so called, localized neutron edge modes in periodic structures (NEM) for subthermal neutron energies [8]. In the presentation neutron localization in periodic condensed media is theoretically studied. It is found that for definite neutron energies quasi stationary localized in the DS (Fig.1) solutions of the corresponding Schrodinger equation exist. The localization life-time of these solutions is strongly dependent on the layer thicknesses being finite for finite layer thicknesses and approaching to the infinity exponentially with infinite growth of the layer thicknesses.

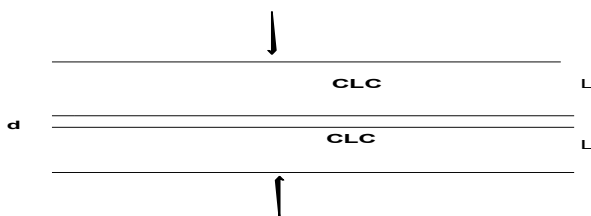


Fig. 1. Schematic of the defect structure (Isotropic (defect) layer of thickness d sandwiched between two perfect periodic layers of thickness L).

The problem was solved in the dynamic diffraction theory approximation [9] for the neutron propagation direction coinciding with the periodicity axes (normal incidence at the DS, see Fig.1). The expressions for reflection, transmission coefficients and neutron wave function in the DS as functions of the energy of

incident at the DS neutron were found. It happens that for the definite discrete neutron energies the amplitudes of the neutron wave function in the DS reach sharp maxima. The corresponding energies are just inside of the neutron stop band (energies forbidden for neutron propagation in the layer) and coincide with the energies of localized in the DS neutron defect modes (NDM) in a direct analogy with the optical defect modes [1,10]. The dispersion equation for the localization problem was found in the dynamic diffraction theory approximation [9] for the neutron propagation direction coinciding with the periodicity axes. The dispersion equation for the NDM may, similarly to the optical case [10], be presented in the form:

$$\{\exp(2ikd)\sin^2qL - \exp(-itL)[(\tau q/\kappa^2)\cos qL + i((\tau/2\kappa)^2 + (q/\kappa)^2 - 1)\sin qL]^2/\delta^2\} = 0, \quad (1)$$

where k and q are the neutron wave vector and diffraction addition to it, d is the defect layer thickness, τ , δ , L are the reciprocal lattice vector of the periodic layers, the refractive index modulation amplitude and the layer thickness, respectively.

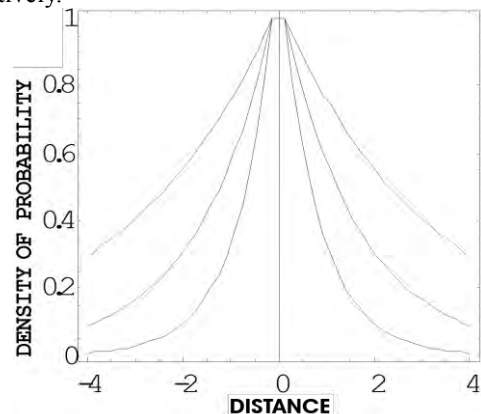


Fig. 2. Calculated NDM neutron density of probability (arbitrary units) versus the coordinate (in the units $2\pi z/p$, p is the period value) inside the DS for three values of refractive index modulation amplitude (from the top to bottom $\delta=0.05$; 0.1 ; 0.2) at $d/p = 0.25$ for infinitely thick perfect layers.

The neutron reflection and transmission coefficients for DS may be expressed via reflection and transmission coefficients of individual layer:

$$\begin{aligned} |T(d,L)|^2 &= | [T_c T_d \exp(ikd)] / [1 - \exp(2ikd) R_d R_u] |^2, \\ |R(d,L)|^2 &= | \{ R_c + R_u T_c T_u \exp(2ikd) / [1 - \exp(2ikd) R_d R_u] \} |^2, \end{aligned} \quad (2)$$

where $R_c(T_c)$, $R_u(T_u)$ and $R_d(T_d)$ are the amplitude reflection (transmission) coefficients of the layer (see Fig.1) for the neutron incidence at the outer top layer surface, for the neutron incidence at the inner top layer surface from the inserted defect layer and for the neutron incidence at the inner bottom layer surface from the inserted defect layer, respectively.

The neutron density of probability in DS for NDM is presented at Fig. 2. Reflection (transmission) coefficients demonstrate minimum (maximum) in the stop band for neutrons propagating at the energy (wave vector) of NDM (calculated reflection coefficients are presented at Fig.3,4). The position of this minimum (maximum) inside the stop band depends on d/p , the ratio of the defect layer thickness to the value of layer period.

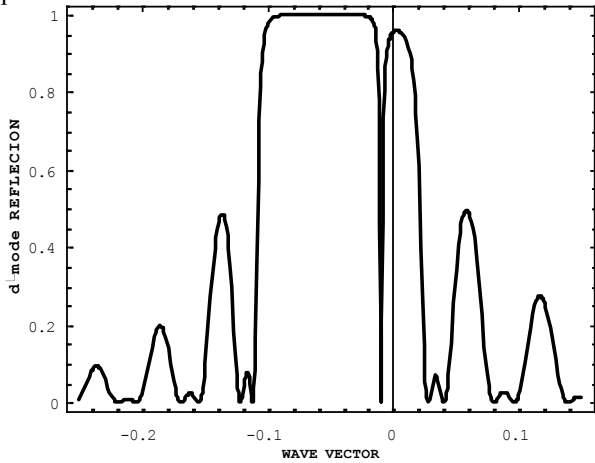


Fig. 3. DS reflection coefficient versus the neutron wave vector deviation from its stop band edge value (normalized by the Bragg wave vector multiplied by δ) for $\delta=0.05$, $L/p=33$ and $d/p=0.1$.

For absorbing media neutrons experience abnormally strong absorption at the NDM energy. The NDM life-time is determined by solution of the dispersion equation (1) which in a general case has to be solved numerically and shows sharp increase of the life-time with increase of the periodic layer thickness.

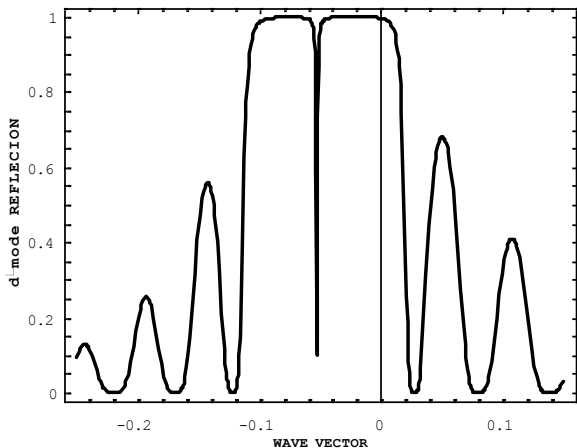


Fig. 4. The same as at Fig.3 for $d/p=0.25$.

For thick periodic layers the NDM life-time may be found analytically. For the NDM energy just at the stop band center the NDM life-time is presented by the formula

$$\tau_D = [(3\pi(L/p)/(\nu\tau))\exp[2\pi\delta L/p], \quad (3)$$

where ν is the neutron velocity.

The comparison of the present results with the studies of NEM [8] estimating the NEM localized neutron life-time $\sim 10^3$ sec (close to the free neutron life-time) at the structures size $\sim 10^{-1}$ cm. for the

neutron energy $\sim 10^{-4}$ eV show that because the NDM localization is stronger than the NEM one the same NDM localized neutron life-time may be reached at more thin samples or at rather higher neutron energy.

What is concerned of localized X-ray modes they reveal the same properties as neutron localized modes. However for the X-ray localized modes additional phenomena related to amplifying structures are of great interest because the perspectives to obtain low threshold lasing in the X-ray wave length range.

There are several approaches to observe and investigate X-ray defect modes (XDM). The simplest ones, in technical aspect, are connected with measuring of the DS reflection and transmission spectra to observe minima in reflection and maxima in transmission (see Fig.3-4) and with measuring of the absorption enhancement at the XDM frequency. This kind of measurements demands high X-Ray monochromatization [8] (order of 1 meV at the X-Ray energy order of 10 keV). So, modern synchrotron radiation (SR) sources look as an appropriate tool for such kind of studies. Another approach is connected with the time-domain measurements. The XDM life-time is much more long than the flight-time of X-Ray quantum through the distance corresponding to the DS thickness (order of 1 picosec). It is why the time-delay technique is applicable to the studies of localized X-Ray modes. And here again the modern SR sources look as an appropriate tool for the time-delayed measurements because of their temporal structure of the X-Ray emission.

The presented here study demonstrate that the neutron and X-Ray localizations in DS are more efficient than in the case of neutron edge mode (NEM) and X-Ray edge mode (XEM) [8] and that the existing experimental techniques are applicable for the experimental investigations of the problem.

The work is supported by the RFBR grants № 11-02-90419-Ucr_f_a and 10-02-92103-Jp_a.

1. Kopp, V. I / V. I .Kopp, Z.-Q. Zhang, and A. Z.Genack // Prog. Quant. Electron. 2003. V.27, n 6. P.369.
2. Il'ichishin, I. P. Generation of tunable radiation by impurity cholesteric liquid crystal / Il'ichishin, I. P., Tikhonov, E. A., Tishchenko, V.G. and Shpak, M.T. // 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, 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 / V.V. Nesvizhevskii // Phys.Usp. 2004.V.47, P. 515.
8. Belyakov, V.A. Edge localized modes of cold neutrons and X-Rays in periodic condensed media / V.A. Belyakov and N.Каруткина //Труды XIV Международного симпозиума «Нанофизика и нанoeлектроника», Нижний Новгород, 2010, т.2. с.327.
9. Belyakov, V.A. Diffraction Optics of Complex Structured Periodic Media, Springer Verlag, New York, 1992. Chapt. 7.
10. Belyakov, V.A. Optical Defect modes in Chiral Liquid Crystals / V.A.Belyakov, S.V.Semenov// JETP. 2011 V. 112, P. 694.

Химически усиленные резисты для литографии высокого разрешения

С.А. Булгакова¹, М.М. Джонс¹, А.Б.Новикова¹, А.Е.Пестов², М.Н.Торопов², Н.И.Чхало²,
С.А.Гусев², Е.В.Скороходов², Н.Н.Салашенко²

¹ Научно-исследовательский институт химии Нижегородского государственного университета им. Н.И. Лобачевского, Н. Новгород

² Институт физики микроструктур РАН, Н. Новгород

sbulg@mail.ru

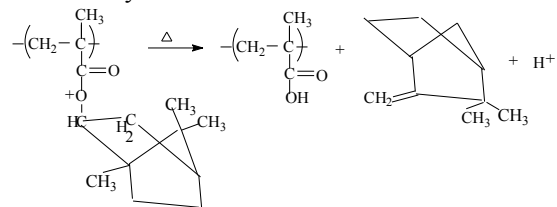
Для решения современных задач микроэлектроники по достижению уровня разрешения интегральных микросхем (ИМС) менее 32 нм необходимо совершенствование как установок экспонирования, так и полимерных резистов, в которых непосредственно и формируется рисунок будущей ИМС. Последнее осуществляется по одному из двух механизмов: либо за счет изменения молекулярной массы облученного полимера при разрыве или сшивании основной цепи, либо за счет изменения его полярности при кислотном гидролизе соответствующих функциональных групп полимера. Первый тип резистов используется в высокоэнергетичных видах литографии, а второй тип, называемый химически усиленными резистами, стал известен в начале 1980-х годов и получил широкое применение в фотолитографии 248 и 193 нм диапазона. Именно с этими резистами планируется осваивать наметившийся в последние годы переход в область литографии экстремального УФ диапазона (ЭУФ) с длиной волны 13.4 нм.

Выбор резистивных материалов для коротковолновой фотолитографии сопряжен с определенными трудностями из-за высокого поглощения всех органических соединений в области 193 нм и ниже. Наиболее прозрачными из известных полимерных резистов оказались полиметакрилаты, однако их практическому применению мешала низкая плазмостойкость. Решение этой проблемы было найдено в использовании алициклических структур, которые заметно улучшают плазмостойкость полиметакрилатов к сухому травлению без ухудшения прозрачности.

В данной работе исследованы химически усиленные резисты на основе полиметакрилатов с алициклическими изоборнильными группами, претерпевающими кислотный гидролиз на стадии постэкспозиционного прогрева (ПЭП) после экспонирования их УФ-излучением (254 нм и 13.4 нм) и электронным лучом. Полимерная матрица, представляющая собой тер-сополимеры метилметакрилата (ММА) с метакриловой кислотой (МАК) и изоборнилметакрилатом (ИБМА) и ММА-МАК-изоборнилакрилат (ИБА) мольного состава 53:27:20, была синтезирована методом радикальной полимеризации. В качестве ФГК изучены такие соли, как трифенилсульфонийтрифлат (ТФСТФ), трифенилсульфониевая соль UVI 6974, дающая кислоту HSbF_6 , бис(4-третбутилфенилиодоний) пара-толуолсульфонат (ИОС-1),

бис(4-третбутилфенилиодоний) трифлат (ИОС-2) и бис(4-третбутилфенилиодоний)-3,6-диоксаперфтор-4-трифторметилоктансульфонат (ФИС).

Формирование изображения в резистах на основе ИБА и ИБМА происходит за счет увеличения полярности сополимера в экспонированной области при кислотном гидролизе изоборнильного звена во время ПЭП с выделением камфена и новой молекулы кислоты:



Термогравиметрические исследования показали, что для осуществления этой реакции требуются температуры не менее 120°C. При облучении резистов УФ с длиной волны 254 нм было установлено, что обе сульфониевые соли (ТФСТФ и UVI 6974) обеспечивают позитивное изображение с достаточно высокой чувствительностью, в то время как в присутствии иодониевых солей либо вообще не образуется рисунка (ИОС-1 и ФИС), либо резист имеет плохую чувствительность и контраст (ИОС-2). Как видно из рис.1, где представлены кривые чувствительности резистов на основе обоих сополимеров с 2 мас.% изученных катализаторов, наилучшей чувствительностью обладают композиции с ТФСТФ. В отношении химического строения полимерной основы можно заключить, что резисты слабо различаются по чувствительности, и что присутствие звеньев ИБА заметно улучшает лишь контраст резиста.

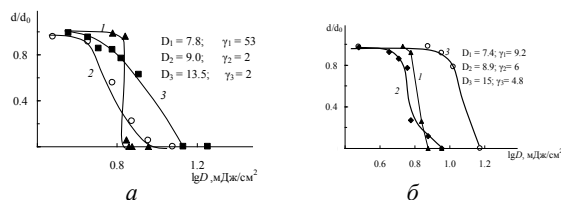


Рис. 1. Кривые чувствительности к ДУФ (254 нм) резистов на основе сополимеров ИБА-ММА-МАК (а) и ИБМА-ММА-МАК (б) с 2 мас.% ТФСТФ (1), 6974 (2) и ИОС-2 (3) прогревание до- и после экспонирования при 130°/60 сек и при 140°/60 сек, соответственно, проявление в 0.05N тетраэтиламоний гидроксид (ТЭАГ)+ изопропиловый спирт (ИПС) = 10:1

Аналогично ведут себя оба резиста и в электронно-лучевой литографии: их чувствительность к электронному лучу при прочих равных условиях

практически одинакова, но контраст резиста на основе ИБА втрое выше, чем ИБМА-содержащего резиста. При этом с возрастанием энергии излучения втрое (от 10 до 30 кэВ), чувствительность резиста ухудшается на порядок и одновременно существенно возрастает контраст изображения.

В ЭУФ-литографии резист на основе ИБА-ММА-МАК сополимера показал не только втрое лучший контраст по сравнению с сополимером ИБМА-ММА-МАК, но и в 2.5 раза более высокую чувствительность (табл.). Полученные результаты не поддаются объяснению с точки зрения имеющих представлений о схожести механизмов взаимодействия химически усиленного резиста с электронным лучом и ЭУФ-излучением, что требует детального исследования причин различного поведения изученных резистов в ЭУФ-и электроннолучевой литографии.

Таблица

Литографические характеристики резистов с 8% ТФСТФ в ЭУФ-литографии при до- и постэкспозиционном прогревании 130° и 140°С, соответственно, в течение 1 мин.

Резист	D, млДж/см ²	Контраст	Проявитель
ИБМА-ММА-МАК	20	5.4	0.05N ТЭАГ+ ИПС = 10:1, 60 сек
ИБА-ММА-МАК	8	16.4	0.01N ТЭАГ+ ИПС = 20:1, 30 сек

Как следует из полученных результатов, общим эффектом для всех видов литографии является более высокий контраст резиста с ИБА по сравнению с ИБМА-содержащим резистом. Такое поведение резистов связано с тем, что контраст проявления будет определяться не только гидролитической активностью уходящей группы, которая в составе акрилата должна легче отщепляться, чем в молекуле метакрилата из-за отрицательного индуктивного эффекта, вызванного α -метильным радикалом, но и растворимостью сополимера. В данном случае сополимер с акриловым мономером будет обладать большей гибкостью цепи, и, следовательно, подвижностью макромолекул и растворимостью.

Результаты ИКС-исследований пленок резистов показали, что в обоих случаях отщепляется изоборнильная группа и повышается концентрация карбоксильных групп, при этом в спектре сополимера ИБА-ММА-МАК полностью исчезает полоса поглощения группы С-О-С для изоборнильной группы при 1053 см⁻¹, в то время как для сополимера ИБМА-ММА-МАК этот процесс протекает не до конца. Данный результат может служить доказательством более высокой склонности к гидролизу изоборнильной группы в составе акрилата, и соответственно, большего различия в растворимости облученных и необлученных областей резиста, что и приводит к более высокому

контрасту резиста на основе сополимера ИБА-ММА-МАК по сравнению с ИБМА-содержащим резистом.

Кинетика растворения экспонированных сополимеров показала, что для них характерен период индукции, по окончании которого при прочих равных условиях сополимер ИБА-ММА-МАК растворяется в 30 раз быстрее сополимера ИБМА-ММА-МАК. Это также подтверждает высказанное предположение о более высокой гидролитической активности уходящей группы в составе акрилата и более высокой растворимости сополимера ИБА-ММА-МАК по сравнению с сополимером ИБМА-ММА-МАК.

Кроме химического строения полимерной матрицы, на литографические свойства резиста оказывает влияние природа ФГК. В нашем случае лучшим катализатором из всех изученных ФГК является ТФСТФ, а иодониевые соли являются плохими генераторами кислоты. В частности, ТФСТФ, дающий такую же кислоту, как и ИОС-2, обеспечивает резисту существенно более высокую чувствительность и контраст, чем ИОС-2. Это может быть связано с тем, что сульфониевые соли более термически стабильны, что важно для систем, требующих высоких температур прогревания. В ряду самих иодониевых солей явно прослеживается тенденция влияния природы аниона, поскольку ИОС-1 и ИОС-2, имеющие одинаковый катион, проявляют разную активность в реакциях гидролиза сополимеров. Известно [1-3], что трифторметансульфоокислота, образованная из ИОС-2 имеет $pK_a = -13$, в то время как *пара*-толуолсульфоокислота из ИОС-1 характеризуется $pK_a = -6$, т.е. первая вдвое сильнее. С другой стороны, эта же кислота имеет и меньший размер аниона (72.74 Å против 131.67 Å для *пара*-толуолсульфоаниона [4]), т.е. обладает большей диффузионной подвижностью. Оба этих фактора, вероятно, и дают возможность получить изображение в резисте с катализатором ИОС-2. Катализатор ФИС не вызывает гидролиза обоих сополимеров, что связано, во-первых, с его низкой термостабильностью, а во-вторых, анионный остаток сульфокислоты обладает довольно большими размерами, что затрудняет ее диффузию в пленке резиста.

1. Гордон, А. Спутник химика. Физико-химические свойства, методики, библиография / А.Гордон, Р.Форд. - М.: Мир, 1976. - 541 с.

2. Olah, G.A. Hydrogen fluoride-antimony(V) fluoride. In Encyclopedia of Reagents for Organic Synthesis/ G.A.Olah, G.K.S. Prakash, Q.Wang, X. Li. - J. Wiley & Sons. New York, 2004

3. Беднарж, Б. Светочувствительные полимерные материалы / Б.Беднарж, А.В.Ельцов, Я.Заховал, Я. Краличек, Т.А. Юрре.- Л.: Химия, 1985

4. Connolly, M.L. The molecular surface package// J. Mol. Graphics. 1993. V. 11. № 2. P. 139-141.

Влияние теплового нагрева кристалла на дифракцию импульсов рентгеновского лазера на свободных электронах

В.А. Бушуев

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

vabushuev@yandex.ru

Излучение рентгеновского лазера на свободных электронах (РЛСЭ) представляет собой импульсы с длиной волны $\lambda \sim 0.05-0.16$ нм, длительностью $\sim 10-100$ фс и расходимостью $\sim 1-3$ мкрад [1]. Дифракционное отражение фемтосекундных импульсов от кристаллов и многослойных структур с целью их монохроматизации и повышения степени временной когерентности рассматривалось в работах [2-4].

Энергии импульсов Европейского РЛСЭ в каналах SASE1 и SASE2 в зависимости от величины заряда банчей составят 30-2600 мкДж [1], что приведет к потокам энергии от 50 Вт/см² до 30 кВт/см² в области расположения первых элементов рентгеновской оптики на расстоянии 500-800 м от ондулятора. В связи с этим одной из серьезных проблем является учет и предотвращение сильнейшего теплового разогрева кристаллов и многослойных зеркал.

В настоящей работе на основе решения двумерного уравнения теплопроводности с распределенными в объеме источниками тепловыделения получены зависимости от времени распределения температуры $T(x, y, t)$ в различных точках кристалла. Рассмотрено влияние температуры, ее градиента и деформации решетки на дифракционное отражение импульсов РЛСЭ от кристаллов синтетического алмаза в зависимости от различных параметров задачи (начальная температура кристалла, энергия импульса и временная структура излучения, длина волны, порядок отражения, температурное поведение коэффициентов теплоемкости, теплопроводности и линейного расширения, расстояние от ондулятора и др.).

Оценим вначале допустимые отличия температуры ΔT в разных точках кристалла, которые не приводят к локальному увеличению угла Брэгга $\Delta\theta = (\Delta d/d)\text{tg}\theta_B$ за пределы области “сильного” дифракционного отражения с полной шириной $\Delta\theta_B$, где $\Delta d/d = \alpha_T \Delta T$ - деформация решетки, α_T - температурный коэффициент линейного расширения. Из условия $\Delta\theta < \Delta\theta_B/2$ получим, что допустимые отклонения температуры $\Delta T \leq \Delta T_c$, где $\Delta T_c = \Delta\theta_B \text{ctg}\theta_B/2\alpha_T$. Величина ΔT_c увеличивается с увеличением ширины брэгговского отражения, а также с уменьшением угла Брэгга θ_B и коэффициента теплового расширения α_T .

В дальнейшем для определенности будем рассматривать симметричное брэгговское отражение (400) от кристалла алмаза ($\lambda = 0.1$ нм, $\theta_B = 34.19^\circ$, $\Delta\theta_B = 5.12$ мкрад). Резкая зависимость α_T от тем-

пературы приводит к тому, что критические значения $\Delta T_c = 75$ К, 3.8 К и 1.0 К при температурах $T = 100$ К, 300 К и 800 К, соответственно. Отсюда следуют чрезвычайно жесткие условия на интервал значений температуры в пределах области кристалла, на которую падают импульсы РЛСЭ.

Излучение РЛСЭ представляет собой серии импульсов с длительностью отдельных импульсов $\tau_p \sim 10-100$ фс и энергией $Q_p = \hbar\omega n$, где n - число фотонов в импульсе ($n \sim (0.1 \div 20) \times 10^{11}$ [1]). Импульсы сгруппированы в пачки с длительностью 0.6 мс и частотой повторения 10 Гц, число импульсов в пачке 2700, интервал времени между импульсами $\Delta t_0 = 0.22$ мкс.

Пространственно-временное распределение температуры $T(\mathbf{r}, t)$ определяется из параболического уравнения теплопроводности

$$c\rho(\partial T/\partial t) = \text{div}(\kappa \text{grad}T) + F(\mathbf{r}, t), \quad (1)$$

где c - удельная теплоемкость, ρ - плотность, κ - коэффициент теплопроводности, $F(\mathbf{r}, t)$ - плотность тепловых источников. В случае тонкого кристалла доля поглощенной энергии $\eta = \mu l/\gamma_0 \ll 1$ (μ - коэффициент поглощения, l - толщина кристалла, $\gamma_0 = \sin\theta_B$), поэтому можно перейти от (1) к двумерной задаче. Так как спектр импульса на два порядка шире области брэгговского отражения, то влиянием дифракции на η можно пренебречь.

Для импульса с гауссовой формой плотность источников $F(x, y, t) = \eta W(x, y)W(t)$, где

$$W(x, y) = (\gamma_0 Q_p / \pi r_1^2) \exp[-(x/r_x)^2 - (y/r_y)^2], \quad (2)$$

$$W(t) = (1/\pi^{1/2} \tau_0) \exp[-(t - t_i)^2 / \tau_0^2]. \quad (3)$$

Здесь $r_x = r_1/\gamma_0$, $r_y = r_1$. Поперечный радиус импульса r_1 и его длительность τ_0 связаны с полным размером r_p и длительностью τ_p на полувысоте (FWHM) соотношениями $r_1 = 0.6r_p$, $\tau_0 = 0.6\tau_p$. Из [1] следует, что на расстояниях 500-800 м от ондулятора $r_p \sim 600-1500$ мкм. Учтем теперь, что длительности импульсов τ_p много меньше характерного времени τ_T расплывания температуры из-за теплообмена, т.е. $W(t) \approx \delta(t - t_i)$, где

$$\tau_T = r_1^2 / 4a^2 = r_1^2 c\rho / 4\kappa, \quad (4)$$

$a^2 = \kappa/c\rho$ - коэффициент температуропроводности. В этом случае решение (1) приводит к следующему простому аналитическому выражению для температуры в точке $(x, 0)$ в момент времени t :

$$T(x, t - t_i) = [\Delta T_1 / (\beta_x \beta_y)^{1/2}] \exp(-x^2 / r_x^2 \beta_x), \quad (5)$$

где $\beta_x = 1 + \gamma_0(t - t_i)/\tau_T$, $\beta_y = 1 + (t - t_i)/\tau_T$. Отметим, что $\Delta T_1 = \mu Q_p / (\pi c\rho r_1^2)$ в (5) есть ни что иное, как

температура нагрева кристалла в точке $x, y = 0$ под действием одного импульса без учета теплообмена. Величина ΔT_1 не зависит от толщины кристалла и от угла падения. С увеличением времени температура уменьшается как $1/(\beta_x \beta_y)^{1/2}$, а размер области нагрева увеличивается как $r_T(t) = r_x \beta_x^{1/2}$, т.е. скорость уменьшения температуры больше, чем скорость увеличения области нагрева.

Пусть t_1, t_2, \dots – моменты времени падения импульсов на кристалл. Тогда формула (5) преобразуется к следующему виду:

$$T(x, t) = T_0 + \sum_{i=1}^N T(x, t - t_i), \quad (6)$$

где число импульсов N определяется условием $t < t_N$, T_0 – начальная температура.

С увеличением температуры от 80 К до 600 К теплоемкость алмаза увеличивается от 7 до 1342 Дж/кг·К, а теплопроводность уменьшается от 3500 до 460 Вт/м·К. Поэтому температура нагрева ΔT_1 при этом уменьшается от 9.8 до 0.05 К, однако одновременно с этим резко увеличивается время теплообмена (остывания) τ_T от 0.4 до 590 мкс (остальные параметры как в подписи к рис. 1).

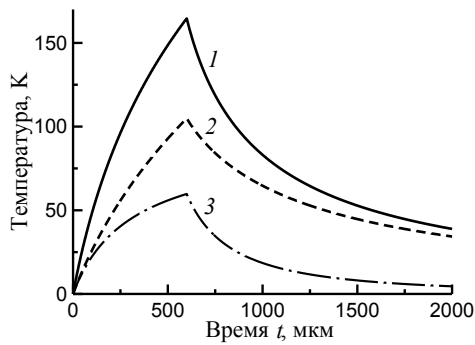


Рис. 1. Зависимость температуры от времени при падении пачки в точках $x = 0$ (кривая 1) и $x = r_s$ (2); разность $\Delta T(t)$ (3). Параметры: $\lambda = 0.1$ нм, $C(400)$, $\mu = 3.15$ см⁻¹, $l = 50$ мкм, $r_p = 800$ мкм, $n = 2.8 \cdot 10^{11}$ [1], $Q_p = 556$ мкДж; $T_0 = 300$ К, $\tau_T = 115$ мкс, $\Delta T_1 = 0.14$ К, $\Delta T_c = 3.8$ К.

На рис. 1 изображены результаты расчета температуры нагрева в максимуме импульса ($x = 0$), на его краю ($x = r_s = r_p/2\gamma_0$) и разность этих температур $\Delta T(t) = T(0, t) - T(r_s, t)$ при начальной температуре 300 К. Видно, что при данных параметрах кристалл достаточно сильно нагревается до окончания пачки (164 К и 105 К), а затем медленно остывает. Сама по себе такая высокая температура не вызывает особых проблем, хотя и уменьшает тепловой фактор Дебая-Валлера. Важно, чтобы в области кристалла с размером $|x| \leq r_s$ разность температур не превышала критическое значение ΔT_c , при котором резко падает эффективность дифракционного отражения. Однако в данном случае разность температур (кривая 3) немного превышает ΔT_c . Перед приходом следующей пачки температура $T(0, t = 0.1 \text{ с}) = 0.75$ К, и она становится начальной при рассмотрении дальнейшего нагрева кристалла от второй пачки, и т.д.

Температуру нагрева ΔT_1 в (5) можно уменьшить выбором высокой начальной температуры и

большим удалением кристалла от ондулятора. Однако при этом увеличивается время теплообмена τ_T и, что более существенно, резко уменьшается критическое значение ΔT_c из-за увеличения коэффициента линейного расширения α_T .

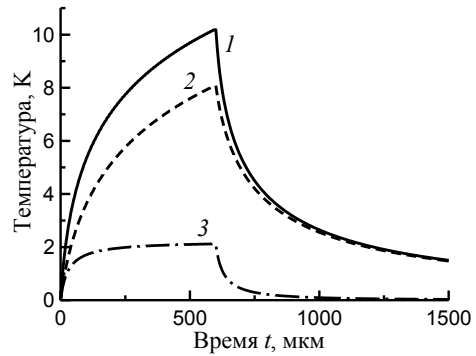


Рис. 2. Зависимость температуры от времени для алмаза типа Па при $T_0 = 200$ К. Параметры: $n = 0.3 \cdot 10^{11}$ [1], $Q_p = 60$ мкДж, $c = 210$ Дж/кг·К, $\kappa = 4000$ Вт/м·К; $\Delta T_1 = 0.035$ К, $\tau_T = 10.6$ мкс, $T_{\max} = 10.2$ К, $\Delta T_c = 8.4$ К, $\rho = 3.52$ г/см³. Разность температур $\Delta T(t)$ 3 выходит на плато с $\Delta T \approx 2$ К. Остальные параметры как на рис. 1.

Анализ уравнения (6) с учетом температурной зависимости всех параметров показывает, что наиболее оптимальными являются низкие начальные температуры. В этом случае большая величина коэффициента теплопроводности приводит к достаточно малым характерным временам остывания τ_T и, как следствие, к уменьшению максимальной температуры нагрева, к увеличению продолжительности плато на временной зависимости разности температур $\Delta T(t)$ и к уменьшению температурного градиента (см. рис. 2). Отметим также, что сказанное выше возможно лишь при достаточно малых энергиях импульсов Q_p .

С увеличением времени облучения размер нагретой области $r_T(t)$ также будет возрастать и станет сравнимым с размерами кристалла. Это приводит к необходимости учета краевых условий на границе кристалл-термостат, что будет сделано в отдельной публикации.

Автор признателен Л. Самойловой и Х. Синну за полезные обсуждения. Работа выполнена при поддержке РФФИ (гранты № 10-02-00768, № 12-02-00924) и BMBF Project 05K10CHG.

1. Tschentscher, Th. Layout of the X-ray systems at the European XFEL / Th. Tschentscher // XFEL. EU TN-2011-001. 2011. P. 1-21.

2. Bushuev, V.A. Diffraction of X-ray free-electron laser femtosecond pulses on single crystals in the Bragg and Laue geometry / V.A. Bushuev // J. Synchrotron Rad. 2008. V. 15, № 4. P. 495-505.

3. Bushuev, V.A. Reflection and transmission of XFEL SASE pulses by periodic multilayer structures / V.A. Bushuev, L. Samoylova // Nuclear Instr. and Meth. in Physics Research A. 2011. V. 635, N 4. P. S19-S23.

4. Бушуев, В.А. Влияние дифракции в кристаллах на когерентные свойства импульсов рентгеновского лазера на свободных электронах / В.А. Бушуев, Л. Самойлова // Кристаллография. 2011. Т. 56, № 5. С. 876-885.

Поляризаторы и фазовращатели для мягкого рентгеновского диапазона на основе свободновисящих *Co/Sc* многослойных структур

М.М. Барышева, П.К. Гайкович, М.Н. Дроздов, Д.Е. Парьев,
Н.И. Чхало, Н.Н. Салащенко

Институт физики микроструктур РАН, Н. Новгород

Gaikovich@ipmras.ru

Технология создания свободновисящих многослойных плёнок, развитая в ИФМ РАН, позволяет получать различные элементы оптических систем, работающие «на просвет» и не изменяющие ни направление распространения, ни пространственное расположение пучка, что делает возможным встроить их в любую рентгенооптическую схему. При прохождении излучения через многослойную структуру (МС) получается гораздо больший, фазовый сдвиг между *s*- и *p*-поляризациями, чем при отражении. Традиционной парой материалов для создания фазовращателей и поляризаторов, предназначенных для работы в диапазоне 3–4.5 нм, являются хром и скандий.

В июне 2011 г. методом магнетронного распыления были изготовлены образцы свободновисящих *Cr/Sc* четвертьволновых пластинок для работы в области *k*-края поглощения углерода. Период структур составлял $d=4.28$ нм, число периодов $N=300$. Фазовращательные свойства полученных образцов были исследованы в Берлинском центре Гельмгольца материалов и энергии (HZB) на синхротроне BESSY-II.

Практика показала, что при увеличении числа слоёв развивается детерминированный уход периода в структурах, что приводит к ухудшению их поляризационных свойств [1]. Поэтому при выборе материалов для поляризаторов предпочтение следует отдавать тем материалам, МС, на основе которых, при одинаковых фазовращательных характеристиках будут иметь наименьшее число слоёв.

Было проведено численное моделирование с использованием оптических констант [2]. Моделирование характеристик четвертьволновых пластинок для длины волны 4.35 нм (рис. 1) показало, что для достижения желаемых характеристик требуется 200 бислоёв хром-скандиевой структуры, в то время для структур на основе кобальта, никеля и меди практически в два раза меньше.

Таким образом, наиболее перспективным «рассеивающим» материалом для создания фазовращателей на «водное окно» является кобальт.

В данной работе были получены и изучены первые *Co/Sc* МС. Изготовление производилось на установке магнетронного типа с двумя магнетронами с плоскими мишенями $Cr_{0.2}Co_{0.8}$ (использование сплава с хромом обусловлено ярко выраженными магнитными свойствами кобальта и призвано их уменьшить) и Sc. Распыление мишеней осуществлялось в среде аргона при давлении ~ 0.1 Па, дав-

ление остаточных газов перед началом процесса не хуже 10^{-4} Па. Геометрические параметры полученных образцов определялись методом малоугловой рентгеновской дифрактометрии с использованием четырёхкристального дифрактометра Philips X'Pert на длине волны $\lambda = 0.154$ нм. Измерения в мягком рентгеновском диапазоне проводились на длинах волн 3.136 нм и 4.47 нм на стенде [3].

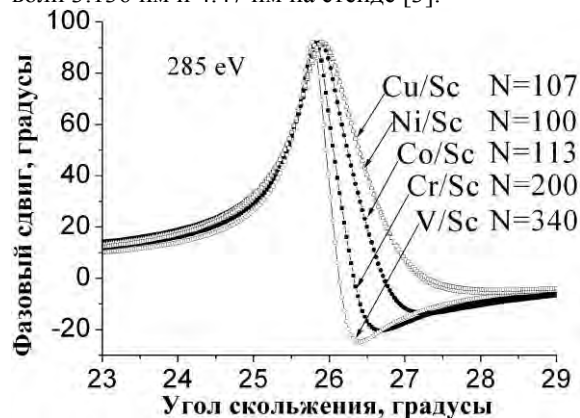


Рис. 1. Разность фаз *s*- и *p*-поляризаций в зависимости от угла скольжения для МС на основе Sc и различных материалов.

На настоящее время напылены образцы $Cr_{0.2}Co_{0.8}/Sc$ МС, имеющие периоды d от 4 до 5.6 нм, число бислоёв $N = 130$ (параметры образцов представлены в таблице). Максимальный коэффициент отражения, измеренный на длине волны $\lambda = 4.47$ нм составил $R_{exp} = 7.3$ % при угле скольжения $\theta = 26.85^\circ$ при спектральной селективности $S = 32$, доля $Cr_{0.2}Co_{0.8}$ в МС $\beta = 0.43$. Полученные коэффициенты отражения оказались существенно меньше расчётных при уровне межслоевой шероховатости $\sigma = 0.4$ нм.

Параметры *Co/Sc* зеркал

d , нм	N	β	$\lambda=3.136$ нм		$\lambda=4.47$ нм	
			R_{exp}	R_{calc}	R_{exp}	R_{calc}
5.60	130	0.27	0.213	0.51	0.06	0.19
4.09		0.38	0.210	0.45	0.05	0.14
4.09		0.40	0.206	0.45	0.044	0.14
5.13		0.43	0.286	0.50	0.073	0.17

Фиттинг, выполненный по данным измерений в жёстком рентгеновском диапазоне (рис. 2), показал, что плотности как кобальта, так и скандия сильно отличаются от табличных.

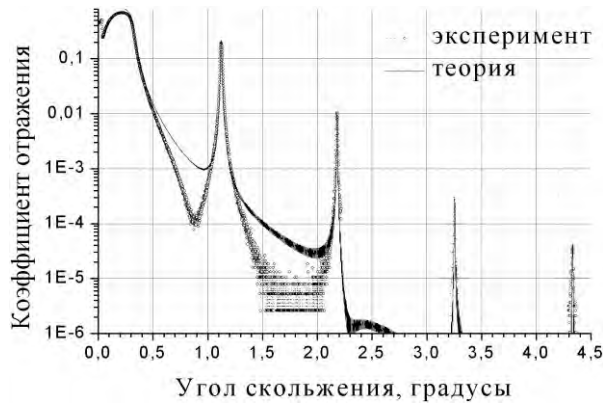


Рис. 2. Результаты рефлектометрии и подгонки для $Cr_{0.2}Co_{0.8}/Sc$ структуры на длине волны $\lambda = 0.154$ нм.

Элементный состав отдельных образцов был исследован методом вторично-ионной масс-спектрометрии (ВИМС), послойный анализ проводился на установке TOF.SIMS-5 с использованием распыляющих ионных пучков O_2^+ и Cs_2^+ . На рис. 3 представлено распределение элементов в $Cr_{0.2}Co_{0.8}/Sc$ МС с $d = 5.31$ нм. Модуляция хрома в соседних слоях составила 10.6, кобальта — 7.5, отношение модуляций кобальта и хрома составило 0.71. Это косвенно указывает на то, что кобальт в большей степени, чем хром, диффундирует в слой скандия.

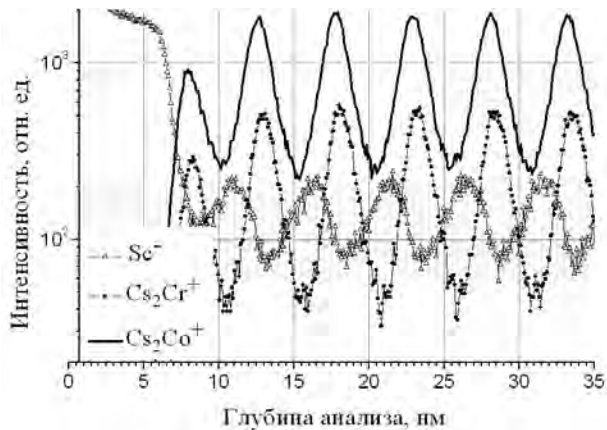


Рис. 3. Распределение элементов в $Cr_{0.2}Co_{0.8}/Sc$ МС с $d = 5.13$ нм.

Для структуры периодом $d = 40.9$ нм (рис. 4) модуляция хрома в соседних слоях составила 5, кобальта — 3.23, отношение модуляций кобальта и хрома составило 0.65. Таким образом, в структуре с меньшим периодом, слои Sc ещё больше «загрязнены» кобальтом, чем в длиннопериодной МС.

Рис. 5 демонстрирует, что два-три верхних слоя в структуре $Cr_{0.2}Co_{0.8}/Sc$ МС с $d = 5.13$ нм представляют собой окисел из-за высокого содержания кислорода, затем концентрация O снижается до 1-3 ат.%. Также большой модуляцией обладает примесь углерода. Обе примеси коррелируют со слоями Sc .

Были сделаны попытки учёта влияния на коэффициенты отражения примесей C и O в Sc слоях, однако наличие одних только примесей кислорода и углерода в скандиевых слоях не объясняет низкие коэффициенты отражения полученных зеркал. Оче-

видно, что для более точного описания, необходимо учитывать диффузию кобальта в Sc .

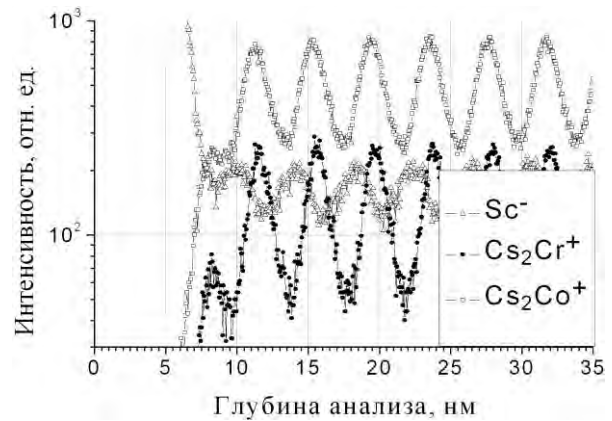


Рис. 4. Распределение элементов в $Cr_{0.2}Co_{0.8}/Sc$ МС с $d = 4.09$ нм.

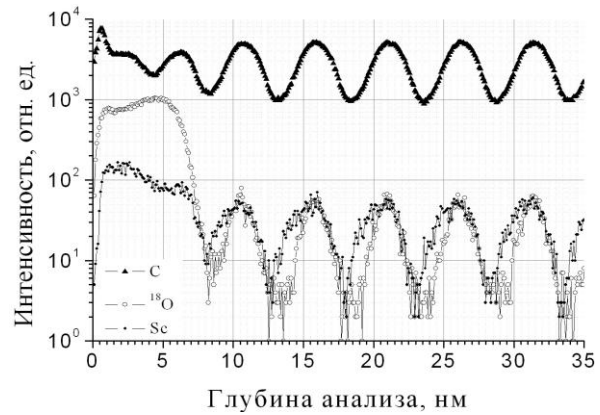


Рис. 5. Распределение примеси в $Cr_{0.2}Co_{0.8}/Sc$ МС с $d = 5.13$ нм.

Таким образом, проведённое исследование показало, что из-за диффузии Co в Sc слой рентгено-оптические характеристики Co/Sc МС существенно хуже ожидаемых для поставленной задачи — уменьшения числа слоёв в фазовращателях на область «водного окна»; необходим поиск другого материала в пару скандию.

Авторы выражают благодарность Ю.А. Вайнеру и А.Е. Пестову.

Работа поддержана грантами РФФИ 09-02-00912, РФФИ 10-02-00957, РФФИ 11-02-00597, РФФИ 11-02-00961, Министерством образования и науки РФ по ГК 16.552.11.7007 и ФЦП «Научные и научно-педагогические кадры инновационной России на 2009–2013 годы».

1. Андреев С. С., Бибишкин М. С., Kimura H. и др. Фазовращатели на основе свободновисящих многослойных структур Cr/Sc . // Известия академии наук. Серия физическая. 2005. том 69, № 2, с. 207-210.

2. B. L. Henke, E. M. Gullikson, and J. C. Davis. X-ray interactions: photoabsorption, scattering, transmission, and reflection at $E=50-30000$ eV, $Z=1-92$ // Atomic Data and Nuclear Data Tables Vol. 54 (no.2), 181-342 (July 1993).

3. Andreev S. S., Akhsakhalyan A. D., Bibishkin M. S. et al. Multilayer optics for XUV spectral region: technology fabrication and applications // Central European Journal of Physics. CEJP 1. 2003. P. 191-209.

Дифракционные решетки для коротковолнового излучения: современные требования и достижения

Л.И. Горай^{1,2,3}

¹ Санкт-Петербургский академический университет

² Институт аналитического приборостроения РАН, Санкт-Петербург

³ I.I.G., Inc., Staten Island, New York, 10313, US

lig@skylink.spb.ru

Приборы с дифракционными решетками сыграли выдающуюся роль в развитии спектрального анализа и углублении наших знаний о структуре вещества. Для изучения коротковолновых спектров в диапазоне длин волн λ от ~ 0.04 нм до ~ 120 нм, называемом в обзоре рентгеновским, используются плоские и вогнутых дифракционные решетки, работающие как на отражение, так и на пропускание. Совершенствование техники рентгеновских измерений и технологии изготовления многослойных зеркал и дифракционных решеток с различной формой профиля штрихов, а также пропускающих решеток и зонных пластинок, за пару истекших десятилетий позволило добиться значительного улучшения дифракционных параметров приборов. Со времени опубликования в *Physics Today* знаковой статьи Дж.Г. Андервуда и Д.Т. Эттвуда “Возрождение рентгеновской оптики” прошло 28 лет, но затронутые в ней проблемы и очерченные перспективы остаются современными до сих пор. Прогресс в изготовлении дифракционных решеток с периодом $d \sim 50\text{--}1000$ нм и почти идеальным профилем штрихов связан, в первую очередь, с голографическими и литографическими методами их изготовления, а также с достижениями химии материалов, развитием вакуумной техники и технологии изготовления и обработки Si пластин. Актуальность дальнейших исследований обусловлена необходимостью разработки и создания новых высоко разрешающих и эффективных элементов оптических и электронных приборов, работающих в рентгеновском диапазоне спектра, в т.ч. для литографии экстремального ультрафиолета (ЭУФ), рентгеновского лазера на свободных электронах (РЛСЭ), резонансного неупругого рентгеновского рассеяния, нанолитографических масок и др.

Все более важным для дифракционных решеток различных типов становится сравнение измеренных значений дифракционной эффективности (ДЭ) в рентгеновском излучении, в т.ч. на источниках синхротронного излучения (СИ) и РЛСЭ, с расчетными данными, полученными с применением строгих численных методов, точных значений показателей преломления веществ и измеренных профилей границ. Теория дифракции рентгеновского излучения на кристаллах была создана еще в начале прошлого века в работах Эвальда, Брэгга, Дарвина и Принса. С появлением тонкопленочных покрытий в середине прошлого века впервые в работах Абея, Власова, Роуарда, Хевенса, Паррата и Бреховских были изложены простейшие оптические теории, описывающие аналогичные явления, но с других

позиций. До недавнего времени исследования с помощью строгих методов не проводились из-за необходимости использования большого числа неизвестных при описании электромагнитных полей на протяженных по сравнению с λ границах. В случае расчетов решеток, имеющих границы с реальной тонкой структурой распределения высот, т.е. измеренных каким-нибудь способом, трудности усиливаются. Другим лимитирующим фактором является статистически случайный характер неровностей границ структур, получаемых при использовании технологических процессов, и необходимость усреднения рассчитываемых данных. С другой стороны, разработанные теории рентгеновской дифракции на кристаллах, в т.ч. динамические и учитывающие упругие напряжения и дефекты, не способны учесть эффекты рассеяния электромагнитного излучения на границах со сложной формой. Помимо малых отношений λ к d и глубине h неровностей, в рентгеновском диапазоне требуется учет влияния затенения, поглощения, многократного отражения, многоволнового рассеяния, поляризации и др. электромагнитных эффектов. Появление численных методов на основе решения системы дифференциальных [1] и граничных интегральных [2] уравнений впервые позволило рассчитать абсолютную ДЭ рельефных рентгеновских решеток. Позднее эти методы были распространены на расчет многослойных решеток [3–5], а интегральный метод удалось применить для анализа решеток с реальным профилем границ [6] и учетом случайной шероховатости [7], произвольного падения и поляризации падающего излучения [8].

В данном обзоре будут кратко описаны лишь некоторые из последних достижений в области создания и моделирования решеток, в т.ч. полетных, для мягкого рентгеновского (МР) и ЭУФ диапазонов с новыми и/или рекордными характеристиками. Более подробные сведения об этих и других исследованиях можно найти в цитируемой литературе или Интернете. Благодаря эффективным алгоритмам, заложенным в разработанный автором и его коллегами электромагнитный код *PCGrate*® [9], на обычном ПК удалось провести исследования дифракционных решеток с реалистическими данными профилей границ и показателей преломления. В результате впервые получены теоретические данные, аналогичные по точности измеренным с использованием СИ, а также предсказаны новые свойства в поведении ДЭ.

В течение 10 лет проводились исследования ДЭ мастеров, реплик и многослойных решеток, предназначенных для спектроскопии Солнца в МР

и ЭУФ диапазонах. В качестве примера оптимизации в широком диапазоне параметров исследована Au синусоидальная решетка 3600 /мм, работающая при $\lambda \div 1-30$ нм и угле падения $\theta \div 80^\circ, 85^\circ, 88^\circ$ и 89° [10]. Впервые для различных решеток продемонстрировано высокоточное (~10%) совпадение между единой теорией, использующей данные атомно-силовой микроскопии (АСМ) без подгоночных параметров, и экспериментом на СИ [11]. По результатам исследований получено рекордное значение 10.4% абсолютной ДЭ –2 порядка решетки 2400 /мм с блеском и 50-парами Mo₄Ru₆/Ве покрытия вблизи 11.4 нм при нормальном падении. Аналогичные исследования проведены для сплошных и многослойных ЭУФ решеток 1000, 2400 и 3600 /мм с ламельным профилем штрихов [12], что позволило получить хорошее совпадение между измеренными на СИ и расчетными значениями и достичь близкой к теоретическому пределу ~40% относительной (решеточной) ДЭ в –1 порядке первой полетной многослойной решетки спектрометра *J-PEX* метеорологического зонда [13].

Было проведено подробное тестирование ДЭ многослойных решеток, предназначенных для ЭУФ спектрометра станции *Hinode* (до запуска – *Solar-B*), запущенной на орбиту в сентябре 2006 по проекту космических агентств Японии, США и Великобритании и являющейся флагманом всесторонних исследований Солнца [14]. С помощью *Hinode* впервые удалось наблюдать очень резкое изменение температуры короны Солнца за счет магнитных пересоединений, приводящее к мощным и неоднородным выбросам частиц и фотонов – вспышкам. ЭУФ Изображающий Спектрометр (*EIS*) *Hinode*, предназначенный для $\lambda \div 17-21$ нм и 25–29 нм, является одним из 3-х спектральных приборов для записи излучения солнечной короны и переходной области за малые времена. *EIS* стал 1-м орбитальным прибором с многослойной (Mo/Si) 4200 /мм тороидальной решеткой, моделирование ее ДЭ проведено с использованием *PCGrate* и усредненного трапецеидального профиля, полученного с помощью АСМ [15]. Измеренные и рассчитанные паспортные данные ДЭ и интенсивности рассеянного излучения [16] полетной решетки FL1 в –1 и –3 порядках отличаются на ~10%.

Также исследована ДЭ тестовых внеплоскостных отражательных дифракционных решеток, предназначенных для работы в МР спектрометре международной рентгеновской обсерватории *IHXO*, предназначенной для изучения черных дыр и поиска ответов на многочисленные вопросы о происхождении Вселенной [17]. Одним из нескольких бортовых приборов телескопа *IHXO* должен стать уникальных Рентгеновский Решеточный Спектрометр *XGS* с высоким спектральным разрешением в полосе энергий 0.3–1.0 кэВ. В числе высоких требований, предъявляемых к *XGS*, относятся: спектральная разрешающая способность ($\lambda/\Delta\lambda$) ~3000 для измерения рентгеновских линий К-оболочек; эффективная площадь в рабочей полосе >1000 см² для уменьшения времени регистрации спектров; абсолютная ДЭ решеток >0.5 для достижения за-

данной пропускной способности. Теоретически и экспериментально (на СИ) была продемонстрирована возможность применения высокочастотных ($d \div 100-200$ нм) дифракционных решеток с блеском в конической схеме скользящего падения XGS [8,18].

В [19] представлены результаты экспериментального и теоретического исследования многослойных Mo/Si решеток с $d = 200$ нм, полученных с помощью сканирующей интерференционной литографии и селективного травления в KOH Si пластин, вырезанных под углом $\phi = 6^\circ$. Рекордная абсолютная ДЭ ~38% была измерена в –3 порядке дифракции одной из решеток с 30 парами покрытия на пучке СИ и сосчитана с помощью *PCGrate* на $\lambda = 13.6$ нм и $\theta = 11^\circ$. Протестирована решетка с $d = 100$ нм и 20 парами Al/Zr на профилированной Si подложке, изготовленной электронно-лучевой литографией [20]. 24.6% абсолютной ДЭ для $\lambda = 17.2$ нм и $\theta = 36^\circ$ было измерено на СИ и сосчитано *PCGrate* в –1 порядке этой решетки с учетом данных сглаживания профиля, полученных из просвечивающей электронной микроскопии.

В процессе исследований обнаружены новые не скалярные, т.е. описываемые электромагнитной теорией, свойства высокочастотных рентгеновских решеток. На численных примерах показано, что нахождение абсолютной ДЭ решеток с $d < 1000$ нм, как произведение их относительной ДЭ на коэффициент отражения материала покрытия, приводит к погрешностям до нескольких десятков % в МР диапазоне [5,10]. С помощью оптимизации параметров высокочастотной многослойной пилообразной решетки, работающей в высоких порядках в МР, можно получить высокие значения разрешения (~10⁶), дисперсии и относительной ДЭ, приближающейся к 100% [21]. Главным в оптимизации параметров решетки является уменьшение влияния рефракции и поглощения путем увеличения несимметрии толщин слоев покрытия. Цена оптимизации – затраты на компьютерный код и ресурсы – оправданы 2–3-х кратным увеличением ДЭ. Впервые с помощью разработанной теории удалось описать разделение по спектру кривых эффективности одинаковых по модулю отрицательных и положительных порядков, наблюдаемое в ЭУФ эксперименте вблизи нормального падения [16,22].

Точное численное моделирование позволяет резко сократить затраты на технологические процессы и измерения изготавливаемых устройств с необходимой структурой и близкой к теоретическому пределу ДЭ. Примером может служить ЭУФ фильтр спектральной чистоты на основе составной высокочастотной Si решетки с блеском с абсолютной ДЭ ~70–80%, полученной с учетом Mo покрытия и АСМ-измеренного профиля штрихов [23]. Другим примером успешного моделирования является делитель пучка РЛСЭ на основе сплошной или многослойной высокочастотной ламельной решетки, работающей в конической скользящей дифракции [24]. Приведенные в обзоре результаты полезны с точки зрения конструирования приборов высокого разрешения для рентгеновской спектроскопии Солнца и других космических объектов, иссле-

дования физики плазмы, литографии, корреляционной рентгеновской спектроскопии и др.

1. Neviere M., Flamand J. Electromagnetic theory as it applies to X-Ray and XUV gratings // Nucl. Instrum. Methods. Vol. 172. 1980. P. 273–279.

2. Горай Л.И., Савицкий Г.М. Голограммные рельефные решетки в рентгеновской оптике // Вопросы прикладной голографии: т-сы Всесоюз. сем. (Тбилиси, 1989). С. 20.

3. Thin films and gratings: theories used to optimize the high reflectivity of mirrors and gratings for x-ray optics / B. Vidal, P. Vincent, P. Dhez [et al.] // Proc. SPIE. Vol. 563. 1985. P. 142–149.

4. Neviere M., Montiel F. Soft x-ray multilayer coated echelle gratings: electromagnetic and phenomenological study. // J. Opt. Soc. Am. A. Vol. 13. 1996. P. 811–818.

5. Goray L.I. Numerical analysis of the efficiency of multilayer-coated gratings using integral method // Nucl. Instrum. Meth. A. Vol. 536. 2005. P. 211–221.

6. Investigation of the arsenic sulphide films for relief-phase holograms / I.Y. Yusupov, M.D. Mikhailov, R.R. Herke [et al.] // Proc. SPIE. Vol. 1238. 1989. P. 240–247.

7. Goray L.I. Application of the rigorous method to x-ray and neutron beam scattering on rough surfaces // J. Appl. Phys. Vol. 108. 2010. P. 033516-1–10.

8. Goray L.I., Schmidt G. Solving conical diffraction grating problems with integral equations // J. Opt. Soc. Am. A. Vol. 27. 2010. P. 585–597.

9. I.I.G., Inc. Home Page [Интернет ресурс] / URL: <http://pcgrate.com> (дата обращения 20.01.2012).

10. Горай Л.И. Скалярные и электромагнитные свойства дифракционных решеток для рентгеновского излучения // Известия РАН. Серия физическая. Т. 69, № 2. 2005. С. 211–215.

11. Goray L.I., Seely J.F. Efficiencies of master, replica, and multilayer gratings for the soft x-ray–EUV range: modeling based on the modified integral method and comparisons to measurements // Appl. Opt. Vol. 41. 2002. P. 1434–1445.

12. Investigation of the properties of an ion-etched plane laminar holographic grating / W.R. Hunter, M.P. Kowalski, J.C. Rife [et al.] // Appl. Opt. Vol. 40. 2001. P. 6157–6165.

13. Efficiency calibration of the first multilayer-coated holographic ion-etched flight grating for a sounding rocket high-resolution spectrometer / M.P. Kowalski, T.W. Barbee, Jr., K.F. Heidemann [et al.] // Appl. Opt. Vol. 38. 1999. P. 6487–6493.

14. Hinode Science Center Home Page [Интернет ресурс] / URL: http://solar-b.nao.ac.jp/index_e.shtml (дата обращения 20.01.2012).

15. Normal-incidence efficiencies of multilayer-coated laminar gratings for the Extreme-Ultraviolet Imaging Spectrometer on the Solar-B mission / J.F. Seely, C.M. Brown, D.L. Windt [et al.] // Appl. Opt. Vol. 43. 2004. P. 1463–1471.

16. Goray L.I. Application of the boundary integral equation method to very small wavelength-to-period diffraction problems // Waves Random Media. Vol. 20. 2010. P. 569–586.

17. X-ray Grating Spectrometer Home Page [Интернет ресурс] / URL: <http://ixo.gsfc.nasa.gov/technology/xgs.html> (дата обращения 20.01.2012).

18. Efficiency of a grazing incidence off-plane grating in the soft x-ray region / J.F. Seely, L.I. Goray, B. Kjørnattan-awanich [et al.] // Appl. Opt. Vol. 45. 2006. P. 1680–1687.

19. High efficiency multilayer blazed gratings for EUV and soft X-rays: Recent developments / D.L. Voronov, M. Ahn, E.H. Anderson [et al.] // Proc. SPIE. Vol. 7802. 2010. P. 780207-1–13.

20. A 10,000 groove/mm multilayer coated grating for EUV spectroscopy / D.L. Voronov, E.H. Anderson, R. Cambie, [et al.] // Opt. Express. Vol. 19. 2011. P. 6320–6325.

21. Готовится к публикации.

22. Goray L.I., Seely J.F., Sadov S.Yu. Spectral separation of the efficiencies of the inside and outside orders of soft-x-ray-extreme-ultraviolet gratings at near normal incidence // J. Appl. Phys. Vol. 100. 2006. P. 094901-1–13.

23. Goray L.I. Off-plane grazing-incidence fan-groove blazed grating to serve as a high-efficiency spectral purity filter for EUV lithography // SPIE Proc. Vol. 6317. 2006. P. 63170O-1–9.

24. Горай Л.И. Внеплоскостная скользящего падения ламельная решетка в качестве делителя пучка 1-Å лазера на свободных электронах // Поверхность. Рентген., синхротр. и нейтр. исслед. № 10. 2008. С. 38–42.

Определение структурных параметров пьезоэлектрического кристалла CTGS ($\text{Ca}_3\text{TaGa}_3\text{Si}_2\text{O}_{14}$) по данным флуоресцентного анализа

М.В. Григорьев, Р.Р. Фахртдинов, Д.В. Иржак, Д.В. Рощупкин

Институт проблем технологии микроэлектроники и особочистых материалов РАН, Черноголовка

grimax@iptm.ru

При исследовании кристаллов бывает необходимо определять как кристаллическую структуру, так и элементный состав. Для решения первой задачи используются разные дифракционные методы, одним из которых является лауэграмма [1], а со вторым вопросом давно и успешно справляется рентгенофлуоресцентный анализ [2]. Предложенный в работе подход позволяет одновременно решить сразу две задачи: определить элементный состав и параметры элементарной ячейки по данным, полученным в ходе рентгенофлуоресцентного анализа. В данной работе нами продемонстрирована возможность определения структурных параметров пьезоэлектрического кристалла CTGS, который является перспективным материалом акусто- и оптоэлектроники [3,4].

Исследования проводились на лабораторном источнике рентгеновского излучения с вращающимся анодом Rigaku Rotaflex RU-200. В качестве первичного излучения в данном эксперименте использовался квази-белый пучок (тормозное излучение от вращающегося Mo-анода с ускоряющим напряжением 20кВ и током 20мА), возбуждающий флуоресцентное излучение в кристалле CTGS. Угол Θ_1 между поверхностью исследуемого кристалла и направлением распространения первичного пучка составлял 10° . Под углом $\Theta_2=15^\circ$ от перпендикуляра к оси распространения излучения, и на расстоянии 12мм от поверхности кристалла был расположен энергодисперсионный твердотельный Ge-детектор Bruker XFlash, которым регистрировалось вторичное излучение от исследуемого кристалла, состоящее как из флуоресцентного, так и из рассеянного излучения. Так как ширина пучка по горизонтали составляла 5мм, то это позволяло облучать большую часть поверхности кристалла и, таким образом, детектором регистрировались брэгговские отражения в широком угловом диапазоне. Схема эксперимента приведена на Рис.1.



Рис. 1. Схема эксперимента (вид сверху)

При повороте кристалла в плоскости источник-кристалл-детектор в регистрируемом спектре наблюдается смещение некоторых пиков, являющихся результатом брэгговской дифракции на решетке кристалла. Были зарегистрированы спектры вторичного излучения от кристалла при углах Θ_1 от 10° и до 13° с шагом поворота кристалла $\Delta=1^\circ$ (Рис. 2). На полученных спектрограммах, наряду с характеристическими линиями химических элементов кристалла CTGS, хорошо заметны три группы смещающихся пиков, каждая из которых соответствует своей отражающей плоскости (на Рис. 3 – пики первой группы). Используя условие Брэгга-Вульфа для углов дифракции упруго рассеянного кристаллической решеткой рентгеновского излучения можно определить эффективное межплоскостное расстояние отражающей плоскости d/n по значению угла поворота кристалла Δ и значениям длин волн λ_1 и λ_2 , соответствующих энергетическим положениям смещающихся пиков:

$$\frac{d}{n} = \frac{\lambda_1}{2} \left(\left(\frac{\lambda_2 - \lambda_1 \cos \Delta}{\lambda_1 \sin \Delta} \right)^2 + 1 \right)^{1/2}, \quad (1)$$

где d – межплоскостное расстояние, n – порядок отражения.

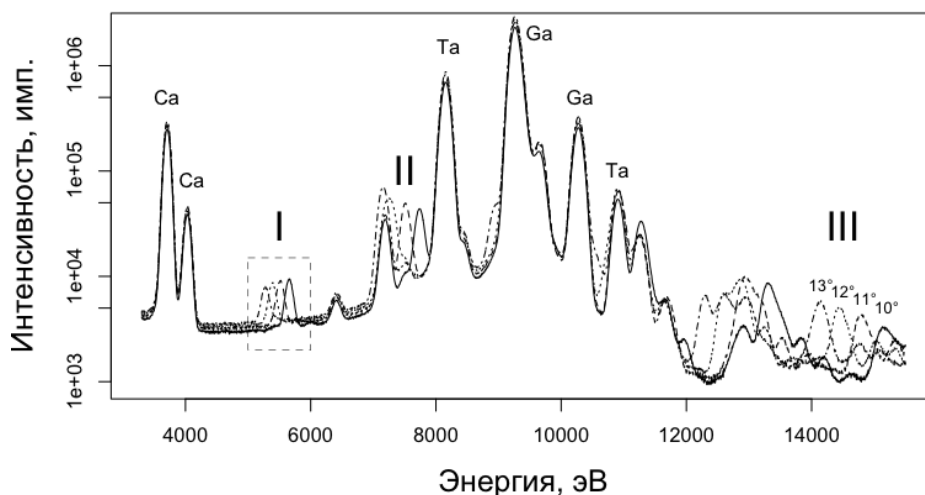


Рис. 2. Зарегистрированные спектрограммы CTGS для разных углов поворота кристалла $\Theta 1$

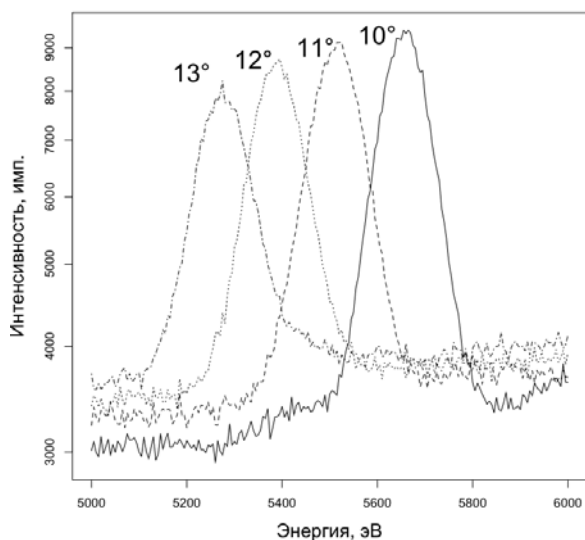


Рис. 3. Первая группа смещающихся пиков

Рассчитанные по экспериментальным данным значения межплоскостных расстояний, углы между этими плоскостями и срезом кристалла приведены в таблице:

Номер группы пиков	I	II	III
Эффективное межплоскостное расстояние d/n , Å	1.92	1.52	0.69
Угол между плоскостью и срезом кристалла, °	25.82	27.04	27.45

Таким образом, в одном эксперименте были получены как результаты качественного элементного анализа, так и определены некоторые структурные параметры исследуемого кристалла. Данный результат позволяет оценить возможность разработки методики по одновременному определению элементного состава и структурных параметров кристаллических образцов, что может пригодиться при проверке качества кристаллов.

Работа выполнена при поддержке Министерства образования и науки Российской Федерации, ГК № 16.513.12.3021

1. Friedrich, W. Interferenz-Erscheinungen bei Röntgenstrahlen / Friedrich W., Knipping P., and Laue, M. // Proceedings of the Bavarian Academy of Sciences. 1912. P. 303–322.

2. Рентгенофлуоресцентный анализ. Применение в заводских лабораториях: Сб. научных трудов: Пер. с нем / Под ред. Эрхардта Х. М.: Металлургия, 1985, 256 с.

3. Xuzhong Shi Crystal growth and dielectric, piezoelectric and elastic properties of $\text{Ca}_3\text{TaGa}_3\text{Si}_2\text{O}_{14}$ single crystal / Xuzhong Shi, Duorong Yuan, Xin Yin, Aijian Wei, Shiyi Guo, Fapeng Yu // Solid State Communications. 2007. V. 142. P.173-176

4. Рошупкин, Д.В. Пьезоэлектрический кристалл $\text{Ca}_3\text{TaGa}_3\text{Si}_2\text{O}_{14}$: синтез, структурное совершенство, пьезоэлектрические и акустические свойства / Д.В. Рошупкин, Д.В. Иржак, О.А. Плотицына, Р.Р. Фахртдинов, О.А. Бузанов, А.П. Сергеев // Межд. симп. «Нанопизика и Наноэлектроника». 2011. С.143

Ситалловые суперполированные подложки для рентгеновской оптики

М.М. Барышева¹, Ю.А. Вайнер¹, Б.А. Грибков¹, М.В. Зорина¹,
А.Е. Пестов¹, Н.Н. Салащенко¹, И.Л. Струля², Н.И. Чхало¹

¹Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики микроструктур
Российской академии наук (ИФМ РАН), Афонино

²ОАО «Композит», Королев

mzor@ipn.sci-nnov.ru

В настоящее время при изготовлении подложек для зеркал, применяемых в проекционной литографии и рентгеновской микроскопии сверхвысокого (нанометрового) пространственного разрешения, используются такие материалы, как Zerodur и ULE, обладающие экстремально низким, порядка 10^{-8} , температурным коэффициентом линейного расширения. В ряде работ приводятся данные по величинам шероховатости поверхности подложек, изготовленных из этих материалов, подтверждающие существование за рубежом технологий суперполировки этих материалов. В России уже давно существует аналог данных материалов – ситалл. Однако данных по предельным шероховатостям подложек, изготовленных из этого материала, нет. Так же не изучено влияние ионно-пучкового травления, применяемого на конечных стадиях коррекции формы подложек для рентгеновской оптики дифракционного качества, на шероховатость ситалла.

Данная работа посвящена разработке технологии суперполировки и изучению шероховатости подложек из ситалла, в том числе подвергнутых «глубокому» травлению ионными пучками. В работе представлены данные измерений шероховатости супергладких образцов и их сравнение с мировым аналогом оптической керамикой Zerodur производства фирмы Edmund Industrial Optics.

Полирование производилось в ОАО «Композит», г. Королев. Для корректного сравнения качества материалов одновременно на одном блоке для полирования устанавливались подложки из ситалла и Zerodur. Шероховатость изучалась методами атомно-силовой микроскопии (АСМ) и диффузного рассеяния жесткого рентгеновского излучения (РДР). По измеренным АСМ изображениям и угловым зависимостям интенсивности рассеянного рентгеновского излучения строились спектральные зависимости плотности мощности шероховатостей по пространственным частотам, т.н. одномерные PSD-функции шероховатостей. Подробно методика измерений описана в [1,2]. Кроме того, изучались угловые зависимости зеркального коэффициента отражения от исследуемых образцов. Этот метод носит интегральный характер, т.е. шероховатости автоматически интегрируются в широком спектральном диапазоне. В большинстве случаев данные этих методов хорошо коррелировали, см. рисунки ниже, что подтверждает достоверность полученных результатов.

Травление поверхности ситалловых подложек производилось с помощью ионного источника КЛАН-100 с термокатодом. Для предотвращения зарядки поверхности диэлектрической подложки заряд ионного пучка нейтрализовался с помощью дополнительного термоэмиссионного катода. Подробнее об установке ионно-пучкового травления можно найти в [3].

На рис. 1. приведены АСМ изображения поверхности ситалловой подложки, соответствующие кадрам различной величины: а) – кадр $2 \times 2 \mu\text{m}^2$, б) – $40 \times 40 \mu\text{m}^2$ и в) – $80 \times 80 \mu\text{m}^2$. PSD-функции шероховатостей, рассчитанные по данным АСМ и РДР подложки из Zerodur, полированной в Edmund Industrial Optics – а), из Zerodur, полированной в Композите – б) и из ситалла, полированной в Композите – в) приведены для на рис. 2. Угловые зависимости коэффициентов отражения рентгеновского излучения с длиной волны $\lambda=0,154 \text{ нм}$ от подложки из ситалла даны на рис. 3. Сплошными линиями приведены расчетные кривые, верхняя – шероховатость 0,6 и нижняя – 0,7 нм, символами – эксперимент. Как видно из рисунка, шероховатость подложки находится в этом интервале значений.

Из приведенных экспериментальных данных можно сделать следующие основные выводы.

Во-первых, на АСМ кадрах $40 \times 40 \mu\text{m}^2$ и $80 \times 80 \mu\text{m}^2$ четко видна волна с периодом примерно 30 μm . Так как она направлена строго вдоль оси сканирования, то с большей долей вероятности ее появление связано с нелинейностью пьезоэлектрического сканнера. Подробнее эта проблема обсуждается в докладе М.В. Зориной, посвященном проблеме АСМ-измерений сверхгладких поверхностей.

Во-вторых, разработанная в данной работе технология суперполировки обеспечивает эффективную шероховатость поверхности подложек из Zerodur (эффективная шероховатость в частотном диапазоне $0,02-70 \mu\text{m}^{-1}$ составила $\sigma_{\text{eff}}=0,57 \text{ нм}$) на уровне, близком к результатам Edmund Industrial Optics ($\sigma_{\text{eff}}=0,53 \text{ нм}$).

В-третьих, при полировании ситалла в тех же условиях, что и Zerodur, эффективная шероховатость была даже меньше и составила $\sigma_{\text{eff}}=0,49 \text{ нм}$.

Полученные результаты по шероховатости оказались несколько хуже, примерно в полтора раза, чем при полировании плавленого кварца [4], тем не менее, видно, что уже сейчас эти подложки могут использоваться для многослойной оптики

дифракционного качества по крайней мере в длинноволновой ($\lambda \sim 10$ нм) части мягкого рентгеновского диапазона.

Хорошее совпадение результатов измерений методами АСМ и РДР с данными зеркального отражения подтверждают достоверность результатов измерений.

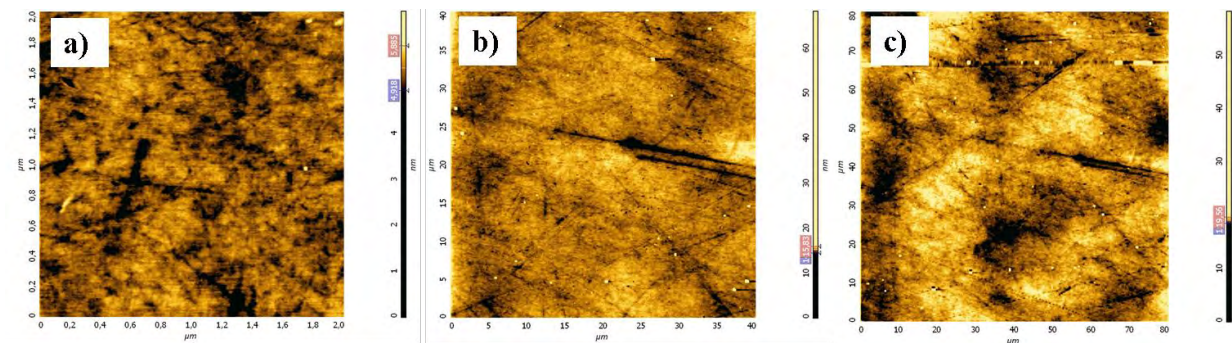


Рис. 1. АСМ изображения поверхности ситалловой подложки после полирования: а) – кадр $2 \times 2 \mu\text{m}^2$, б) – $40 \times 40 \mu\text{m}^2$ и в) – $80 \times 80 \mu\text{m}^2$.

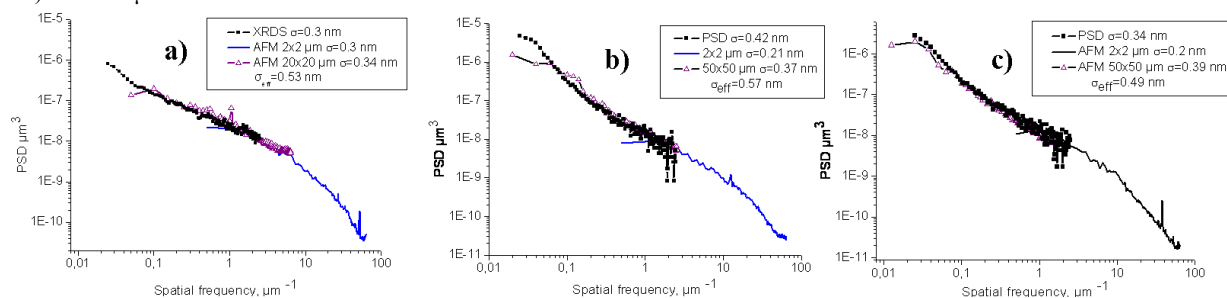


Рис. 2. PSD функции шероховатостей измеренные методами АСМ и РДР для образцов: а) – Zerodur, полированный в Edmund Industrial Optics, б) – Zerodur, полированный в Композите и в) – ситалл, полированный в Композите.

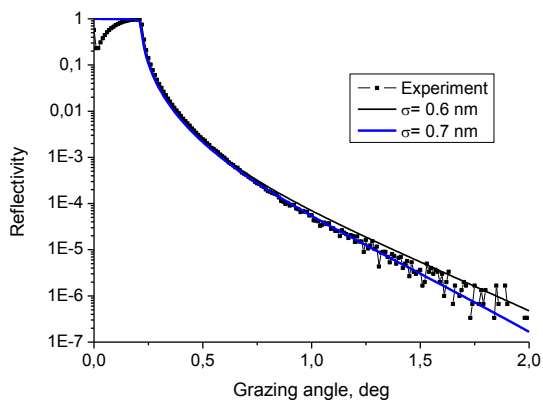


Рис. 3. Угловая зависимость коэффициента отражения от ситалловой подложки, $\lambda = 0,154$ нм.

Работа поддержана грантами РФФИ 09-02-00912, 10-02-00957, 11-02-00597, 11-02-00589, 11-02-00961, 11-02-97109, ФЦП “Научные и научно-педагогические кадры инновационной России на 2009–2013 годы” и Минобрнауки РФ по ГК 16.552.11.7007.

1. Барышева, М.М. Особенности изучения шероховатости подложек для многослойной рентгенов-

ской оптики методами малоугловой рентгеновской рефлектометрии, атомно-силовой и интерференционной микроскопии / М.М. Барышева, Ю.А. Вайнер, Б.А. Грибков, М.В. Зорина, А.Е. Пестов, Д.Н. Рогачев, Н.Н. Салашенко, И.Л. Струля, Н.И. Чхало // Известия РАН. Серия физическая. 2011. Т.75, вып.1. С. 71-76.

2. Barysheva, M.M. Problem of roughness detection for supersmooth surfaces / M.M. Barysheva, B.A. Gribkov, Yu. A. Vainer, M.V. Zorina, A.E. Pestov, Yu. Ya. Platonov, D.N. Rogachev, N.N. Salashchenko, N.I. Chkhalo // Proc. of SPIE. 2011. V. 8076. P. 80760M-1-10.

3. N.I. Chkhalo, N.I. Manufacturing and Investigating Objective Lens for Ultrahigh Resolution Lithography Facilities / N.I. Chkhalo, A.E. Pestov, N.N. Salashchenko and M.N. Toropov // Lithography, Michael Wang (Ed.), 2010. ISBN: 978-953-307-064-3, INTECH, Available from: <http://sciendo.com/articles/show/title/manufacturing-and-investigating-objective-lens-for-ultrahigh-resolution-lithography-facilities>.

4. Chkhalo, N.I. Manufacturing and characterization the diffraction quality normal incidence optics for the XEUV range / N.I. Chkhalo, M.M. Barysheva, A.E. Pestov, N.N. Salashchenko, M.N. Toropov // Proc. of SPIE. 2011. V. 8076. P. 80760P-1-13.

Проблемы применения атомно-силовых микроскопов для изучения шероховатости элементов изображающей оптики. Пути решения

М.М. Барышева, Б.А. Грибков, М.В. Зорина, Н.Н. Салащенко, Н.И. Чхало

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики микроструктур
Российской академии наук (ИФМ РАН), д. Афонино

mzor@ipn.sci-nnov.ru

Оптические технологии являются ключевым в ряде отраслей науки, прежде всего в приборостроении (микроскопы, астрономические приборы, лазерные гироскопы и др.), и при производстве высокотехнологического оборудования для проекционной нанолитографии и микроэлектронной промышленности. Технические характеристики оптических приборов определяются, прежде всего, качеством изготавливаемых оптических элементов. В свою очередь, необходимым условием решения этих задач является адекватная метрология их основных характеристик.

Ключевым параметром, определяющим решающую способность и эффективность оптических систем, обеспечивающих дифракционное качество изображений (пространственное разрешение системы определяется дифракцией света) является шероховатость поверхности элементов (линз, зеркал). В частности, уже сейчас для современных лазерных гироскопов и нанолитографических систем с рабочей длиной волны 193 нм требуемый уровень шероховатости по параметру корня квадратного из среднеквадратического отклонения составляет единицы-десятки ангстрем в частотном диапазоне от 10^{-6} мкм⁻¹ (порядка диаметра оптических элементов), до 10 мкм⁻¹ (половина длины волны). Для литографии следующего поколения, рабочие длины волн 13,5 нм, требования ужесточаются примерно на порядок.

Для количественных измерений шероховатости наиболее адекватным подходом является определение эффективной шероховатости в виде

$$\sigma_{eff}^2 = \int_{\nu_{min}}^{\nu_{max}} PSD(\nu) d\nu$$

где PSD(ν) - это спектральная плотность мощности шероховатостей и ν - пространственная частота.

На практике измерения в области средних пространственных частот шероховатостей, $\nu=10^{-3}$ - 1 мкм⁻¹, производятся с помощью оптических интерференционных микроскопов (ОИМ) [1], а в области высоких частот, $\nu=2 \cdot 10^{-2}$ - 10^2 мкм⁻¹, - с помощью атомно-силовой микроскопии (АСМ). Промежуточное положение занимает метод диффузного рассеяния рентгеновского излучения (РДР), чей рабочий диапазон, $\nu=10^{-2}$ - 10^1 мкм⁻¹ надежно перекрывает коротковолновую часть ОИМ и длинноволновую - АСМ [2]. Наличие этого пересечения, а так же изучение корреляций измеренных значений шероховатости с коэффици-

ентами отражения рентгеновского излучения от подложек [3] и нанесенных на них многослойных рентгеновских зеркал, в которых благодаря интерференции волн от большого числа границ эффект шероховатости многократно усиливаются [4], позволяют надежно оценить возможности каждого метода.

Такой комплексный подход, проведенный в [5,6] показал, что ОИМ практически не может применяться для изучения шероховатости супергладких оптических поверхностей. Таким образом, существует «дыра» в области средних пространственных частот. Классический метод РДР может применяться только для изучения плоских образцов. Поэтому наиболее универсальным, достоверным и точным методом измерения шероховатости супергладких поверхностей для изображающей оптики является АСМ. Применение АСМ для изучения атомарно гладких подложек выявило ряд проблем.

Во-первых, из-за нелинейности сканнера, при обработке «больших» АСМ кадров появляются «полосы», которые не повораживаются при повороте поверхности, что однозначно указывает на погрешность прибора, см. рис. 1. Этот эффект наблюдается даже при использовании емкостных датчиков, контролирующих сканнер. Со стороны средних частот это ограничивает диапазон измерений примерно на уровне $2 \cdot 10^{-2}$ мкм⁻¹. Ограничения со стороны высоких частот связано с формой острия зонда и составляет примерно $\nu_{max} \sim 100$ мкм⁻¹. При практическом использовании АСМ на качество зонда необходимо обращать особое внимание, так как очень часто наблюдается значительное, в несколько раз, «улучшение» шероховатости при работе с «тупыми» зондами.

Во-вторых, несмотря на широкий спектр представленных на рынке АСМ, позволяющих изучать образцы с размерами от единиц миллиметров до десятков сантиметров, строго говоря, прибор, предназначенный для изучения оптических элементов отсутствует, так как существующие микроскопы позволяют изучать фактически только плоские поверхности. Это связано с тем, что в области средних частот ограничение чувствительности измерений связано с диапазоном сканирования зонда по вертикальной оси z (при требовании на субангстремную точность $\Delta z=1$ мкм). Для того чтобы увеличить размер снимаемого кадра необходимо максимально точно установить поверхность образца относительно

плоскости сканирования. При этом локальный наклон детали может достигать десятков градусов. Поэтому, для решения этой проблемы АСМ должны оснащаться столами для образцов (гонометрами) с X, Y, φ, и θ сканированием, как минимум. В существующих в данное время приборах такой возможности нет. Поэтому приходится использовать нестандартные схемы измерений, например установку головки АСМ на образец, что приводит к большому влиянию вибраций и риску повреждения уникальных дорогостоящих подложек, или разрабатывать специальные гониометры.

Для решения выше перечисленных проблем, нами было разработано техническое задание на новую модификацию атомно-силового микроскопа для изучения габаритных оптических деталей с кривыми поверхностями в расширенном спектральном диапазоне пространственных частот шероховатостей с субангстремной чувствительностью. Предполагаемые диаметры исследуемых образцов до 300 мм, толщина - до 70 мм и стрелка прогиба - до 40 мм. Гониометр, установленный на микроскоп, должен иметь следующие параметры: точность установки координаты образца (либо измерительной головки) ± 0,5 мм по всей поверхности образца; диапазон локальных углов наклона поверхности ±30°+3°; максимальный шаг наклона 0,05°±0,01°. Так же накладываются условия на пьезо-сканер: латеральный диапазон сканирования до 120 мкм; вертикальный диапазон сканирования до 10 мкм; шумы сканера не более 0,05 нм; на сканере необходимо иметь емкостные датчики положения (или другой способ контроля нелинейности движения сканера).

Для изучения шероховатостей в среднечастотном диапазоне, с латеральными размерами до 1 мм, представляется интересным оснащение прибора электромеханическим сканнером, для которого проблема нелинейности практически отсутствует. В случае реализации данного проекта эта возможность будет изучена. Применяемые и развиваемые в ИФМ РАН первопринципные методы

изучения шероховатости: диффузное рассеяние видимого, мягкого и жесткого рентгеновского излучения, позволят достоверно оценить эту новую возможность АСМ - изучение супергладких поверхностей в экстремально большом, $\nu=10^{-3}-10^2$ мкм⁻¹, частотном диапазоне.

Работа поддержана грантами РФФИ 09-02-00912, 10-02-00957, 11-02-00597, 11-02-00589, 11-02-00961 и 11-02-97109, ФЦП "Научные и научно-педагогические кадры инновационной России на 2009–2013 годы" и Минобрнауки РФ по ГК 16.552.11.7007.

1. Blunt, R. White light interferometry - a production worthy technique for measuring surface roughness on semiconductor wafers // CEMANTECH Conference, Vancouver, Canada, April 24-27, 2006. - P.59-62.
2. V.E. Asadchikov et.al., Nucl. Instr. & Meth. in Phys. Res. A., 530, 575 (2004).
3. Chkhalo, N.I. Ultradispersed diamond powders of detonation nature for polishing X-ray mirrors / N.I. Chkhalo, M.V. Fedorchenko, E.P. Kruglyakov, A.I. Volokhov, K.S. Baraboshkin, V.F. Komarov, S.I. Kostyakov, E.A. Petrov // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A. - 1995. - V.359. - P.155-156.
4. Вайнер, Ю.А. Развитие микрошероховатости поверхности плавного кварца и покрытий Cr/Sc при травлении ионными пучками / Ю.А. Вайнер, М.В. Зорина, А.Е. Пестов, Н.Н. Салашенко, И.Л. Струля, Н.И. Чхало, Р.А. Храмов. // Известия РАН. Серия физическая. Том 75. №1. 2011. С. 65-67.
5. Барышева, М.М. Особенности изучения шероховатости подложек для многослойной рентгеновской оптики методами малоугловой рентгеновской рефлектометрии, атомно-силовой и интерференционной микроскопии / М.М. Барышева, Ю.А. Вайнер, Б.А. Грибков, М.В. Зорина, А.Е. Пестов, Д.Н. Рогачев, Н.Н. Салашенко, И.Л. Струля, Н.И. Чхало // Известия РАН. Серия физическая. 2011. Т.75, №1. С. 71-76.
6. Barysheva, M.M. Problem of roughness detection for supersmooth surfaces / M.M. Barysheva, B.A. Gribkov, Yu. A. Vainer, M.V. Zorina, A.E. Pestov, Yu. Ya. Platonov, D.N. Rogachev, N.N. Salashchenko, N.I. Chkhalo // Proc. of SPIE. 2011. V. 8076. P. 80760M-1-10.

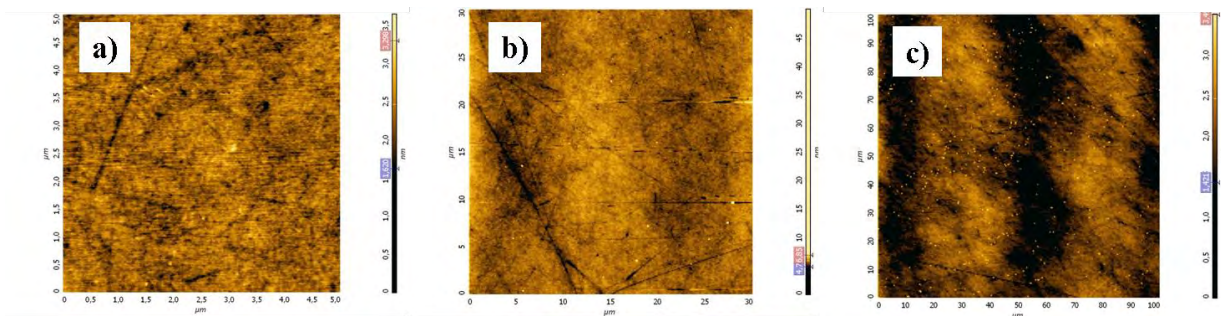


Рис. 1. АСМ изображения поверхности подложки Zerodur после полирования: а) – кадр 2×2 мкм², б) – 30×30 мкм² и в) – 100×100 мкм².

Оптимизация применения монитора в измерительных стендах рефлектометрии мягкого рентгеновского излучения

С.Ю. Зуев¹, И.Г. Забродин¹

¹ Институт физики микроструктур РАН, Н. Новгород

zuev@ipm.sci-nnov.ru

Исследование оптических явлений, независимо от того, в какой части электромагнитного спектра они ведутся, основано на наблюдениях взаимодействия электромагнитных волн (ЭМВ) с веществом на границах сред или материалов. Количественной составляющей таких исследований является измерение энергетических соотношений компонент прошедшей, отраженной/рассеянной или поглощенной и падающей на исследуемый объект ЭМВ.

Ввиду невозможности одновременного измерения одним приемником падающего на образец излучения и исследуемой компоненты, методически используют три приема как по отдельности так и вместе:

- максимально возможная стабилизация падающего на образец излучения (одновременно измеряется только одна из величин),

- отслеживание в реальном времени изменения интенсивности падающего излучения посредством измерения физической величины причинно связанной с интенсивностью падающего излучения (ток источника) при отсутствии или пренебрежении другими факторами,

- применение дополнительного (**мониторного**) измерительного канала, предназначенного для измерений интенсивности излучения, являющегося частью сформированного падающего пучка.

Первый и второй методические приемы в измерениях успешно применяются при устройстве измерительных стендов на станциях синхротронного излучения.

Большинство современных лабораторных стендов-рефлектометров для рентгенооптических измерений в диапазоне “вакуумного” рентгеновского и ультрафиолетового излучения оборудуются мониторным каналом регистрации. Рентгеновская трубка (РТ) хорошо стабилизируется в жесткой области спектра РИ, ввиду высокого КПД и значительной проникающей способности в этой области РИ [1]. В диапазоне мягкого РИ и вакуумного ультрафиолетового излучения (ВУФ) эффективность РТ падает, а поглощение излучения растет и значительное влияние на стабильность оказывает поглощение излучения в тонких пленках загрязнения анода РТ и фотокатода приемника. Эти затруднения делают мониторный канал неотъемлемым элементом в структуре измерительного стенда.

Способ регистрации РИ методом счета фотонов, исключает появление флуктуаций и трендов связанных с изменениями коэффициента усиления

регистрирующей аппаратуры, при этом интенсивность I стабилизированного во времени потока фотонов определяется

$$I = \frac{N_t}{t} \quad (1)$$

где N_t число зарегистрированных за время счета t фотонов.

Ввиду случайного характера излучения фотонов, при больших N среднеквадратичный разброс значений этой величины σ_N определяется выражением [2]

$$\sigma_N = \sqrt{N} \quad (2)$$

Среднеквадратичные флуктуации расчетных значений регистрируемой интенсивности σ_I оцениваются

$$\sigma_I = \sqrt{\left(\frac{\sigma_{N_t}}{t}\right)^2 + \left(\frac{N_t \cdot \sigma_t}{t^2}\right)^2} \quad (3)$$

где σ_t среднеквадратичные флуктуации интервала времени счета. Для оценки интервала абсолютной погрешности ΔN рекомендуется пользоваться оценкой с доверительной вероятностью 0.975

$$\Delta_{0.98} N = 3 \cdot \sigma_N \quad (4)$$

Оценка относительной погрешности расчетной величины I осуществляется по

$$\delta_I = \frac{\Delta_{0.98} I}{I} = \sqrt{\frac{9}{I \cdot t} + (\delta_t)^2} \quad (5)$$

где

$$\delta_t = \frac{3 \cdot \sigma_t}{t}$$

Оценка величины δ_t , включающая как нестабильность частоты опорного генератора, так и погрешность срабатывания временных ворот зависит схемотехники и имеет порядок величины 10^{-4} - 10^{-7} , много меньший погрешности случайных флуктуаций интенсивности I .

Далее в численных оценках она учитываться не будет, несмотря на присутствие ее в выражениях.

Относительная погрешность измерения искомой величины, являющейся отношением обратно-рассеянной, прошедшей, поглощенной компонент излучения к интенсивности падающего излучения будет, для $R=I/I_0$

$$\delta_R = \sqrt{\frac{9 \cdot (1+R)}{J \cdot t \cdot R} + 2(\delta_t)^2} \quad (6)$$

при выполнении условий стабилизации падающей интенсивности J . В противном случае методически прибегают к использованию мони-

торного измерительного канала, располагающегося между источником и объектом исследования. Известны четыре способа реализации этого:

- применение пролетного газового счетчика,
- применение частично прозрачной сетки- фотока-тода
- применение обтюратора-фотокаатода
- применение дифракционной решетки для пространственного разделения пучка.

Основным критерием выбора является требование максимально возможной корреляция результатов изменения падающей на образец интенсивности и измерений монитора.

Оптимальное соотношение, выходного сигнала и монитора, зависит от значения измеряемой величины, например, коэффициента отражения R , которая при измерениях с монитором запишется как

$$R = \frac{I_r}{M \cdot I_m} \quad (7)$$

где I_r – интенсивность отраженного от объекта РИ, I_m – интенсивность монитормого РИ,

Оносительная погрешность измерения R определяется

$$\delta R = \sqrt{(\delta I_r)^2 + (\delta I_m)^2 + (\delta M)^2} \quad (8)$$

где

$$(\delta M)^2 = (\delta I_0)^2 + (\delta I_m)^2 \quad (9)$$

Погрешности δI уже рассматривались и оценивались выше в (5).

С учетом соотношений $I_m + I_0 = J$ (J – интенсивность РИ на входе монитора, (считаем, что потерь РИ, кроме как на мониторинг, в узле монитора нет), $I_0 = M \cdot I_m$, $I_r = R \cdot I_0$, можно выразить I_m , и I_r через J , независящее от R и M .

Подставляя в (8) и (9) погрешности соответствующих величин выраженные с учетом (5) и (7) получим относительную погрешность измерения δR выраженную через интенсивность источника J

$$\delta R = \sqrt{4 \cdot (\delta I)^2 + \frac{9 \cdot (2 \cdot R \cdot M^2 + (3 \cdot R + 1) \cdot M + R + 1)}{R \cdot M \cdot J \cdot T}} \quad (10)$$

Экстремум по параметру M дает значение соотношения M_{min} соответствующее минимально достижимой погрешности измерения величины R при измерениях с монитором см. рис. 1

$$M_{min} = \sqrt{\frac{R+1}{2 \cdot R}} \quad (11)$$

Подстановка M_{min} в (10), позволяет вычислить минимально достижимую относительную погрешность с монитором см. Рис. 2.

Выводы. Применение монитора в измерениях, являясь вынужденной мерой, всегда уступает в точности, измерениям со стабильным источником РИ. Монитор без оптимизации может на 30-50%

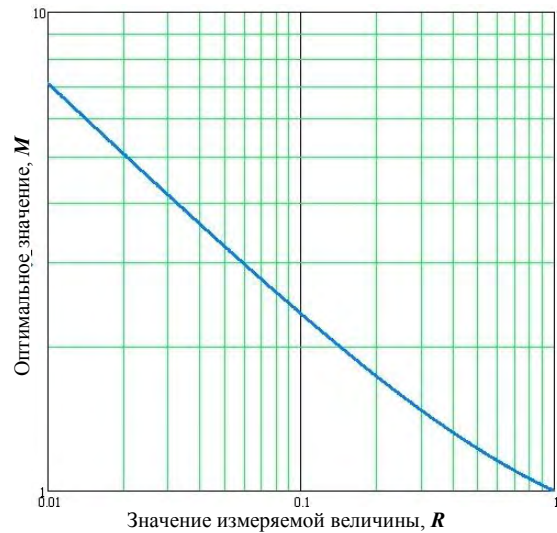


Рис. 1. Зависимость оптимального соотношения M между зондовым и монитормым каналами от значения измеряемой величины R .

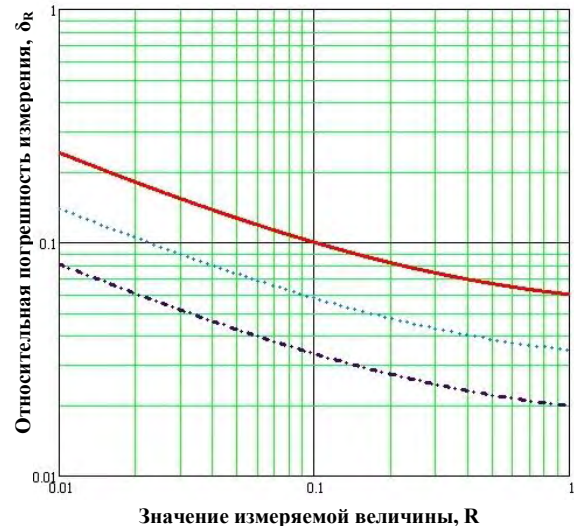


Рис. 2. Минимально достижимая относительная погрешность измерения от измеряемой величины для трех значений статистической базы $N=J \cdot T$: $N=2 \cdot 10^4$ – верхняя сплошная, $N=6 \cdot 10^4$ – средняя пунктирная, $N=9 \cdot 10^4$ – нижняя штрих-пунктирная линия.

понижать точность измерений относительно точности оптимизированного. А точность измерений с оптимизированным монитором на 15-30% хуже, чем в измерениях со стабильным источником РИ.

1. А. Гинье. Рентгенография кристаллов. // М:1961г
2. Д. Худсон. Статистика для физиков // М:Мир,1976г., 292с
3. Т.М. Зимкина и др. Ультратонкая рентгеновская спектроскопия // Л:1971г.,132с
4. ProcSPIE5037(2003)647
5. ProcSPIE5038(2003)12

Метод измерения независимых пьезоэлектрических модулей кристалла КТГС с использованием рентгеновской дифрактометрии

М.В. Григорьев, Д.В. Иржак, Д.В. Рощупкин, Р.Р. Фахртдинов

Учреждение Российской академии наук Институт проблем технологии микроэлектроники и особо чистых материалов РАН, Черноголовка

irzhak@iptm.ru

Устройства, преобразующие механическую энергию в электрическую и наоборот, действуют на основе прямого или обратного пьезоэлектрического эффекта. В них широко используются такие традиционные материалы, как кварц, ниобат и тантал лития а так же другие материалы. Вместе с тем, даже для таких известных материалов измеренные значения пьезоэлектрических модулей существенно различаются, так как при расчете пьезоэлектрических коэффициентов по результатам измерений используются параметры (скорость распространения ультразвука, упругие константы), которые могут различаться от образца к образцу.

В основе метода прямых измерений пьезоэлектрических модулей исследуемого монокристаллического материала лежит явление обратного пьезоэлектрического эффекта. Данный эффект выражается в том, что при приложении внешнего электрического поля к пьезоэлектрическому кристаллу, он испытывает деформацию. Согласно определению диагональные компоненты тензора деформаций r_{ij} являются деформациями сжатия или растяжения вдоль осей координат. Недиагональные компоненты данного тензора определяют сдвиговые деформации. То есть значение данных компонент соответствует половине от изменения угла между двумя элементами, расположенными до деформации параллельно осям координат с соответствующими индексами. Важно отметить, что тензор деформации является симметричным тензором. Это означает, что при любых деформациях тела можно выбрать такую систему координат, в которой деформация тела может быть представлена только сжатиями и растяжениями по трем взаимно перпендикулярным направлениям без сдвигов.

В данной работе представлены результаты исследований по возможности использования метода рентгеновской дифрактометрии для измерения пьезоэлектрических модулей кристалла КТГС ($\text{Ca}_3\text{TaGa}_3\text{Si}_2\text{O}_{14}$). Данный кристалл принадлежит к обширному семейству кристаллов лантангаллиевого силиката.

Для кристаллов группы лантан-галлиевого силиката (группа симметрии 32) тензор пьезомодулей имеет только две независимые компоненты: d_{11} и d_{14} . Согласно данному выше определению обратного пьезоэлектрического эффекта, в определенных кристаллографических направлениях приложение внешнего электрического поля будет вызывать деформации сжатия или растяжения. Этим деформациям соответствуют изменения межплоскостных расстояний в кристалле, которое может быть изме-

рено с использованием метода рентгеновской дифрактометрии по изменению положения максимума брэгговского пика. Впервые такого рода измерения были осуществлены в работах [1, 2] на кристаллах ниобата и танталата лития с периодической доменной структурой.

Выражение (1) связывает изменение углового положения максимума брэгговского пика с изменением межплоскостного расстояния:

$$\delta\Theta = -\frac{\Delta d}{d} \operatorname{tg}(\Theta), \quad (1)$$

где $\frac{\Delta d}{d}$ - изменение межплоскостного расстояния,

Θ - угол Брэгга, $\delta\Theta$ - изменение углового положения брэгговского максимума.

Если к пластине X-среза (вырезанной перпендикулярно кристаллографической оси X) исследуемого кристалла приложить некоторое электрическое напряжение, то компонента r_{11} тензора деформации соответствует изменению межплоскостного расстояния для атомных плоскостей, перпендикулярных оси X.

$$r_{11} = d_{11} \frac{V}{D}, \quad (2)$$

где V – приложенное электрическое напряжение, D – толщина монокристаллической пластинки в направлении X;

В то же время для плоскостей, перпендикулярных оси Y будет наблюдаться такая же деформация, но с обратным знаком. Таким образом, на пластине X-среза можно проводить изменения в двух геометриях: на отражение (геометрия Брэгга, системы отражающих плоскостей типа (110)) и на прохождение (геометрия Лауэ). В первом случае значение пьезоэлектрического модуля d_{11} будет определяться выражением:

$$d_{11} = -\frac{\partial\Theta \cdot D}{V \cdot \operatorname{tg}(\Theta)}, \quad (3)$$

во втором – точно таким же, но противоположным по знаку.

Измерение значения пьезоэлектрического модуля d_{14} основано на том, что можно найти такую систему координат, в которой деформации сжатия или растяжения будут выражаться через искомым пьезомодуль. В данном случае это можно сделать

поворотом системы координат вокруг оси X на некоторый угол, но измерения придется проводить в геометрии Лауэ. Угол поворота определяется кристаллической структурой исследуемого кристалла, а именно наличием соответствующих отражающих плоскостей. Искомая плоскость должна быть перпендикулярна плоскости (110).

На рисунке 1 представлен рентгеновский дифракционный спектр, полученный для порошка кристалла КТГС с обозначениями основных рефлексов.

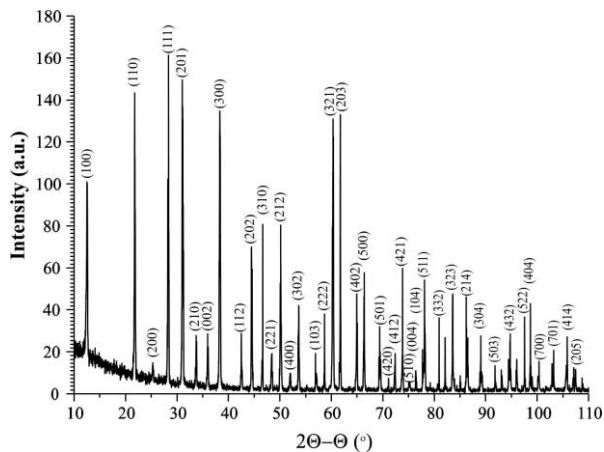


Рис. 1. Порошковая дифрактограмма кристалла КТГС.

Из представленного на рисунке 1 спектра видно, что для вывода кристалла в отражающее положение, удовлетворяющее условиям эксперимента необходимо повернуть кристалл вокруг оси X на $\sim 19^\circ$ таким образом, чтобы в отражающее положение попала плоскость (201). Далее необходимо провести измерение смещения углового положения брэгговского пика $\Delta\Theta$ вследствие приложения внешнего электрического поля к исследуемому кристаллу.

Используя ранее измеренное значение пьезоэлектрического модуля d_{11} , искомый пьезомодуль d_{14} может быть найден:

$$d_{14} = \frac{\cos^2(19^\circ)d_{11} - \frac{\partial\Theta \cdot D}{V \cdot \text{tg}(\Theta)}}{2 \cos(19^\circ) \sin(19^\circ)} \quad (4)$$

Таким образом могут быть измерены все независимые пьезомодули для кристалла.

Экспериментальные исследования по измерению пьезомодулей проводились на источнике рентгеновского излучения с вращающимся анодом RIGAKU RU200. Длина волны рентгеновского излучения, использовавшегося для проведения эксперимента, соответствовала характеристической $L_{\alpha 1}$ линии золота и выделялась при помощи одиночного кристалла-монокроматора Si(111). В качестве объекта исследования служили пластинки кристалла КТГС X- и Y-срезов толщиной 200 мкм с нанесенными на их поверхность Al электродами. Измерения проводились на однокружном гониометре как в геометрии на отражение, так и в геометрии на просвет.

В докладе приводятся результаты измерений независимых пьезоэлектрических модулей.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант № 11-02-00659-а) и Министерства науки и образования Российской Федерации (Гос. контракт № 16.513.12.3021).

1. Irzhak, D. Investigation of the piezoelectric effect in LiNbO_3 and LiTaO_3 crystals by X-ray diffraction / D. Irzhak, D. Roshchupkin, D. Punegov // *Ferroelectrics*. 2007. V. 351, P. 163-175.
2. Иржак, Д.В. Исследование пьезоэлектрического эффекта в кристалле танталата лития с использованием метода высокоразрешающей рентгеновской дифрактометрии / Д.В. Иржак, Д.В. Пунегов, Д.В. Рошупкин // *Поверхность*. 2007. №7. С. 28–31.

Рентгеновская оптика для современных космических исследований

С.В. Кузин, С.В. Шестов, С.А. Богачев

Физический Институт им. П.Н. Лебедева РАН, Москва

Kuzin@sci.lebedev.ru

Новые подходы в исследованиях, новые эксперименты и мониторинговые задачи в астрофизических и прикладных исследованиях обуславливают новые требования к различным элементам рентгеновской оптики. В то же время, различные типы аппаратуры требуют не только разных типов оптических элементов, но и специфических требований к ним, определяемых конечной задачей эксперимента и условиями эксплуатации.

В новых астрофизических исследованиях можно выделить следующие основные направления: получения изображений со сверхвысоким разрешением, получение изображений в новых спектральных диапазонах и получение информации о спектральном составе излучения и степени поляризации.

Регистрация изображений Солнца в ВУФ диапазоне со сверхвысоким угловым разрешением $< 0.2''$ планируется в ближайшее время в экспериментах Ni-C (США) и АРКА (Россия) на околоземных орбитах. Реализация этих наблюдений требует применения широкоапертурных асферических зеркал дифракционного качества с покрытиями, обладающими высокими коэффициентами отражения. Для регистрации динамических процессов в солнечной короне необходимы экспозиции ~ 1 секунды, что, в случае рабочего диапазона спектра включающего наиболее интенсивные корональные линии, требует апертуры зеркала не менее 20 см. Помимо этого, в эксперименте необходимо использование тонкопленочных фильтров с большим периодом поддерживающей сетки, установленных на входном окне телескопа. Шаг сетки должен быть таким, чтобы не вносить дифракционных искажений в формируемое изображение, что для длины волны 304А составляет около 30мм. Это накладывает существенные требования на механическую прочность самих фильтров.

В последнее время актуальными становятся задачи, связанные регистрацией с быстропротекающих процессов в короне с временным разрешением лучше 0.1 секунды. Для реализации этих наблюдений необходимы зеркала с аналогичными апертурами.

Помимо околоземных наблюдений в ближайшем десятилетии планируется запуск двух космических солнечных обсерваторий на околосолнечных орбитах (перигелий – в 5 раз ближе орбиты Земли) – европейско-американской Solar Orbiter и российской Интергелиозонд. Для этих миссий крайне критичными являются радиационные нагрузки. Равновесная температура направленных на Солнце элементов достигает 600°C . С учетом большой длительности миссий, более 10 лет,

наиболее критичным является стабильность входных фильтров в течении длительного времени в условиях высоких температур. Другая проблема этой миссии – возможные эффекты изменения физико-химических свойств фильтров за счет протонов и ионов солнечного ветра.

Для аппаратуры КОРТЕС, размещаемой на борту Международной Космической Станции (МКС), проблемы будут несколько другими: из-за низкой орбиты и невысокого вакуума около станции возможно загрязнение входных фильтров и других рентгеновских элементов из-за контаминации. Решение этой проблемы необходимо предусмотреть на этапе разработки элементов рентгеновской оптики. Хотя условия МКС не совсем удачные с точки зрения проведения солнечных наблюдений, тем не менее она является превосходным полигоном для отработки новых научных и технических идей в силу возможности доработки аппаратуры во время проведения эксперимента. В частности, в эксперименте КОРТЕС впервые планируется получить изображения Солнца в линии 58.4 нм. Для этого диапазона необходимо разработать и изготовить новые типы зеркальных покрытий и фильтров.

Среди перспективных солнечных обсерваторий необходимо отметить продолжение программы КОРОНАС. Это будет большая комплексная солнечная обсерватория «Солярис» с запуском после 2020 года. В ее рамках планируется провести исследования поляризации солнечного ВУФ излучения, что необходимо для определения магнитных полей в короне, а также получить изображения в отдельных спектральных линиях, лежащих в диапазоне 2-3.5 нм. Обе эти задачи также требуют применения новых типов многослойных структур.

Комплексное исследование процессов, происходящих в короне Солнца требует одновременных наблюдений в нескольких спектральных диапазонах. Крайне информативным является жесткий рентгеновский диапазон с энергиями 15-100 КэВ. Поскольку в этом диапазоне невозможно использование отражающих или преломляющих широкоапертурных оптических элементов, регистрация изображений проводится с помощью системы кодирующих масок. Подобный телескоп разрабатывается для проектов Solar Orbiter, Интергелиозонд и Солярис. Он представляет из себя систему из двух масок с наборами решеток-щелей различного периода (от 20 мкм до 2 мм) и ориентации, за которой располагается набор позиционно-чувствительных матричных детекторов. За каждой из пар решеток располагается свой детектор. Маски изготавливаются из материала с большим поглощением излучения в рабочем диапазоне энергий (вольфрам или тантал).

Помимо научных миссий в течении ближайших 10 лет планируется большое количество прикладных миссий, целью которых является мониторинг солнечной активности и выдача прогноза космической погоды. К этим миссиям необходимо отнести ряд разрабатываемых в последнее время геофизических спутников серий Метеор и Электро. Т.к. аппаратура на их борту должна иметь высокую степень отработки, то должны использоваться только элементы, которые ранее уже применялись в космических экспериментах. Кроме того набор длин волн для наблюдений должен позволять реализовывать основную мониторинговую задачу. Поэту планируется использование двухзеркальных телескопов на диапазоны длин волн 13.2, 17.1 и 30.4 нм, а также однозеркальный коронограф на 30.4 нм. В последнем инструменте необходимо иметь как можно более низкий уровень рассеянного света,

что выдвигает особые требования к подложке зеркала и зеркальному покрытию. Отметим, что наряду с ВУФ диапазоном планируется проводить мониторинг в линии 121.6 нм. Схема инструмента будет идентичная, что позволит также определять параметры солнечного ветра. Особенностью этого коронографа является то, что его зеркало имеет высокое пропускание в видимой области, что должно упростить проблему фильтрации паразитного излучения и рассеянного света.

Из несолнечных перспективных миссий необходимо отметить проект «Звездный цикл», направленный на исследование вариаций излучения звезд в ВУФ диапазоне спектра, определения их активности и выявления циклов. Для его реализации необходимы зеркала большой апертуры (не менее 50 см в диаметре), а также соответствующая система фильтров. Запуск обсерватории планируется после 2025 года.

Плазменная очистка многослойных зеркал в EUV литографии

В.М. Кривцун, К.Н. Кошелев, О.В. Якушев, А. Долгов¹,
Д.В. Лопачев, С.М. Зырянов, А.С. Ковалев, Т.В. Рахимова, А.Т. Рахимов,
О.В. Брагинский, А.Н. Васильева², V. Vanine, M. van Kaampen³

¹ R&D ИСАН, Троицк

² НИИЯФ МГУ, Москва

³ ASML, Veldhoven, The Netherlands

lopaev@dnph.phys.msu.su

На сегодняшний день оптическая литография с использованием схем основанных на УФ излучении сталкивается с серьезными ограничениями при создании элементов с размерами менее 25-30 нм. Обойти эти ограничения и использовать, как и прежде полномасштабную литографию, позволяет переход на значительно более короткую длину волны в области экстремального ультрафиолета (EUV области). Так на данный момент для длины волны 13.5 нм созданы высокоэффективные многослойные зеркала (MLM) на основе бислоя Mo:Si. На базе этих зеркал построены литографические системы на длину волны 13.5 нм и ведется разработка подобных систем на 6.7 нм. В отличие от УФ излучения для EUV диапазона не существует оптически прозрачных материалов, и EUV литограф представляет собой систему вакуумных камер: блока источника излучения, блока осветителя, проекционной камеры с отражательной маской и камеры экспонирования. Условия в камерах требуются разные, и поэтому в каждой из них создается газовая мини-среда, которая поддерживается системой газовых затворов и дифференциальной откачки.

В EUV литографе плотность излучения на различных зеркалах разная, и варьируется от 0.01 до 10 Вт/см². При такой, достаточно высокой, плотности мощности даже в условиях сверхвысокого вакуума ($\sim 10^{-8}$ Тор) происходит разложение адсорбированных молекул углеводородов и воды под воздействием EUV фотонов и энергичных вторичных электронов. Данные процессы приводят к быстрому росту углеродных и оксидных пленок на поверхности MLM, которые начинают интенсивно поглощать EUV излучение, что фактически блокирует работу литографа. Поэтому вопрос о времени жизни оптики в EUV литографии является одним из ключевых. Важность этой проблемы отражена в содержании Международной программы по развитию полупроводниковых устройств до 2020 года (ITRS-2010 <http://www.itrs.net>).

В силу особенностей конструкции EUV литографа взаимодействие мощного ионизирующего EUV излучения и энергичных вторичных электронов с газовой средой приводит к созданию низкотемпературной плазмы над поверхностью зеркал. Параметры такой плазмы варьируются в широком диапазоне, но в основном близки к параметрам газовых разрядов низкого давления. Последующее воздействие данной плазмы на поверхность зеркала в зависимости от условий и сорта газа может про-

водить как к очистке и восстановлению верхнего слоя зеркала, так и к усиленному разрушению зеркала.

Данный доклад посвящен изучению взаимодействия низкотемпературной плазмы низкого давления с поверхностью многослойных Mo:Si зеркал и тестовых структур перспективных в качестве верхних покровных слоев зеркала с целью определения физических закономерностей и процессов, ведущих к очистке поверхности зеркала и восстановлению его отражательной способности.

Исследования проводились в плазме He, H₂ и N₂. Исследовалась как модельная плазма индукционного, емкостного и поверхностно волнового вч разрядов, так и плазма, индуцированная EUV излучением на поверхностью MLM образца. В первом случае специальная конструкция длинного кварцевого реактора, в который помещались образцы, позволяла исследовать относительно независимо взаимодействие с MLM как атомов H и N, так и ионов. При этом также детально исследовались механизмы ион-стимулированных процессов, когда эффект совместного действия атомов и ионов намного превышал эффекты их отдельного воздействия. Параметры плазмы и условия, в которых проводились разрядные эксперименты, были близки к тем, что наблюдаются в прототипах камер EUV литографии. Для анализа поверхности образцов использовались разные диагностики: SEM, AFM, EDS (XRF), рамановская и ИК Фурье спектроскопия, спектральная эллипсометрия.

Так как основным рабочим элементом в источнике EUV излучения в 13.5 нм литографии является олово, то экспериментально исследовались механизмы удаления Sn, C и O с поверхности. На рисунках 1а и 1б соответственно представлены скорости удаления аморфных пленок олова и углерода в зависимости от потока атомов водорода на поверхность в H₂ плазме (светлые точки) и ее послесвечении (темные точки). При этом в послесвечении плазмы поверхность Sn и C подвергалась воздействию атомов H, образованных в плазме, в то время как разряде она бомбардировалась ионами, причем с понижением давления энергия ионов возрастала от ~ 10 эВ до нескольких десятков эВ. Как видно, вероятность удаления атомов Sn на один атом H, которую можно оценить по наклону зависимостей на рисунках 1а и 1б, одна и та же в плазме (при ионной бомбардировке) и послесвечении, что свидетельствует о превалирующей роли радикального

химического механизма очистки. Ионы низких энергий не стимулируют данный процесс.

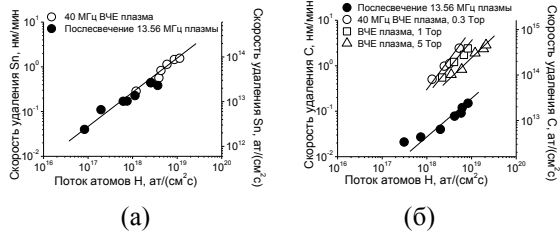


Рис. 1. Скорость удаления аморфной пленки олова (а) и аморфного углерода (б) от потока атомов водорода на ее поверхность в H_2 плазме (светлые точки) и ее послесвечении (темные точки).

В отличие от олова, удаление углерода в плазме происходит вследствие ион-стимулированных процессов, так что скорость удаления C многократно возрастает. Следует отметить, что вероятности удаления Sn и C атомами H при комнатной температуре оказались $< 10^{-5}$, что много ниже вероятности поверхностной рекомбинации H атомов. Это говорит о крайней неэффективности процесса удаления Sn и C атомами H . Но в тоже время при этом не было выявлено никаких изменений качества поверхности и отражательной способности MLM.

Дальнейшие исследования позволили детально изучить механизм ион-стимулированного удаления углерода в плазме. На рисунке 2 представлена полученная в ходе экспериментов вероятность удаления атомов C на один ион H_3^+ и He^+ . Видно, что вероятность удаления аморфного углерода даже при малой энергии ионов в несколько десятков эВ очень высока (близка к 1) вследствие так называемого химического ионного механизма, когда энергия поверхностной нейтрализации иона эффективно расходуется на образование хим. связей, в данной случае $C-H$. Это определяет высокую эффективность ионной очистки поверхности MLM от углерода. В тоже время легкие ионы столь малых энергий не разрушают и не модифицируют верхний слой MLM, обеспечивая необходимую очень высокую селективность процесса очистки.

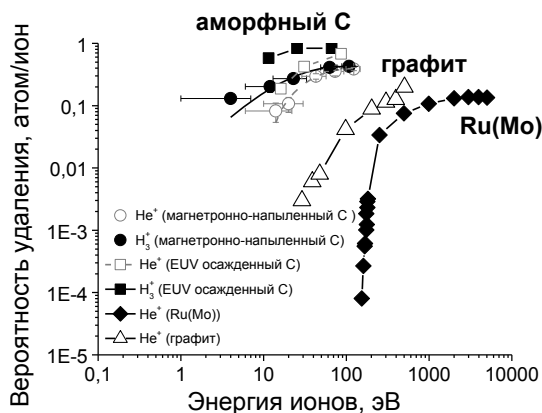


Рис. 2. Вероятность удаления атомов C на один ион H_3^+ и He^+ для разных пленок углерода.

Вместе с возможностью управления ионным потоком с помощью эл. и маг. полей это указывает на

возможность использования EUV-индуцированной плазмы для *in-line* очистки MLM (т.е. непосредственно в процессе эксплуатации).

Для изучения такого подхода были проведены эксперименты с EUV-индуцированной плазмой. Плазма образовывалась над поверхностью MLM образца при падении на него EUV излучения на 13.5 ± 1 нм (до ~ 0.2 Вт/см²) в специальной «чистой» камере, достаточно хорошо моделирующей условия EUV литографа, что косвенно подтверждалось тем, что скорость осаждения углерода на MLM под действием EUV излучения в остаточном вакууме ($\sim 3 \cdot 10^{-8}$ Тор) была практически такой же малой как и в камере литографа (~ 0.002 нм/мин). Источником EUV излучения служил Z-пинч в парах олова, а излучение собиралось шестью Zr зеркалами скользящего падения и вводилось в чистую камеру через SPF Mo:Si фильтр на 13.5 нм.

Эксперименты в газе (H_2, He) проводились при низком давлении, чтобы поглощение EUV излучения было малым (как в литографе). Потому плазма над поверхностью образца образовывалась за счет ионизации газа энергичными вторичными электронами, в основном при приложении отрицательного смещения к образцу. Благодаря этому смещению происходил транспорт и ускорение ионов к поверхности образца. В качестве примера на рисунке 3 представлено SEM фото образца MLM (изначально покрытого 20 нм пленкой аморфного углерода) экспонированного в EUV-индуцированной водородной плазме при давлении 22 мТор и смещении -100В. В области, которая экспонировалась в плазме, углерод удален полностью, что свидетельствует о заметном превышении скорости очистки над загрязнением. Варьирование параметров и условий эксперимента позволило определить принципиальную область параметров для непрерывной *in-line* очистки EUV оптики без повреждения поверхности MLM и потери отражательной способности.

Таким образом, в работе исследован механизм ион-плазменной очистки MLM EUV оптики, дающий принципиальную возможность построения схемы *in-line* очистки зеркал для их длительной эксплуатации в EUV литографии.

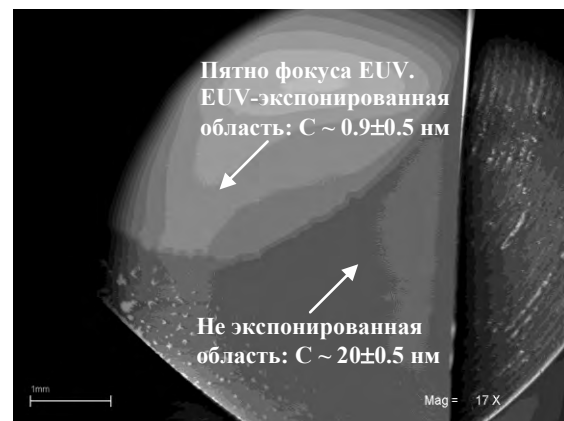


Рис. 3. SEM фото MLM образца (изначально покрытого 20 нм пленкой аморфного углерода) экспонированного в EUV-индуцированной H_2 плазме при давлении 22 мТор и смещении -100В.

Сравнительное тестирование свободновисящих многослойных Mo/ZrSi₂ и Mo/NbSi₂ фильтров по термостабильности

М.Н. Дроздов¹, Е.Б. Клюенков¹, В.И. Лучин¹, А.Я. Лопатин¹, А.Е. Пестов¹,
Н.Н. Салащенко¹, Н.Н. Цыбин¹, Н.И. Чхало¹, Л.А. Шмаенок²

¹ Институт физики микроструктур РАН, Н. Новгород
² PhysTeX, Vaals, Netherlands

lopatin@ipm.sci-nnov.ru

При разработке тонкопленочных фильтров, предназначенных для подавления фонового излучения в высокопроизводительных установках проекционной ЭУФ литографии, актуальной является проблема обеспечения эксплуатационной стойкости тонких пленок в условиях интенсивного нагрева излучением. В предыдущих работах авторов была исследована термостойкость многослойных свободновисящих пленок с высокой прозрачностью в области длин волн вблизи 13 нм на основе Mo, Zr, Si и силицидов циркония и молибдена [1]; наилучшие результаты показала Mo/ZrSi₂ структура, сохраняющая оптические параметры при продолжительном нагреве в вакууме до 800°C [2]. Дegradация характеристик пленки при более высоких температурах нагрева связывалась в основном с окислением материала и сублимацией кремния из структуры.

В настоящей работе исследуется термическая стойкость новой пленочной структуры Mo/NbSi₂ с пропусканием при $\lambda = 13$ нм более 72%. Толщины материалов в слоях и общая толщина пленки были выбраны такими же, как и для изучавшейся ранее структуры Mo/ZrSi₂. Сравнительное тестирование образцов Mo/NbSi₂ и Mo/ZrSi₂ проводилось в одинаковых условиях путем 20-часового лазерного отжига в вакууме при температуре 940°C. По другой методике испытаний образцы в течение 4-х суток нагревались электрическим током при фиксированной выделяемой в пленке мощности, соответствующей температуре 830-840°C. Давление остаточных газов составляло $10^{-8} - 10^{-7}$ Торр при токовых испытаниях и $\sim 10^{-7}$ Торр при лазерном нагреве образцов. До и после отжига регистрировалось пропускание фильтров на рабочей длине волны $\lambda = 13.5$ нм, в видимом и ИК диапазоне, а также методом ВИМС – послойное распределение элементов.

Было отмечено, что при температурных и вакуумных условиях, соответствующих условиям испытаний, существенное влияние на характеристики фильтров может оказывать накопление в пленке углерода. Для Mo/ZrSi₂ структуры этот эффект наблюдался в образцах, отожженных как по методике лазерного нагрева, так и по токовой методике. В пленке Mo/NbSi₂, прошедшей лазерный отжиг, увеличение концентрации углерода было менее значительным. Вместе с тем, имело место более сильное, по сравнению со структурой Mo/ZrSi₂, межслойное перемешивание и более высокая скорость сублимации кремния из структуры (рис. 1). По-видимому, обеднение пленки Mo/NbSi₂ кремни-

ем явилось причиной небольшого «просветления» образца на длине волны $\lambda = 13.5$ нм с 72.4% до 72.7% после отжига при 940°C (рис. 2). Существенного накопления кислорода в структурах Mo/NbSi₂ и Mo/ZrSi₂ при лазерном отжиге не произошло, несмотря на распад наружных защитных покрытий пленок, состоящих из MoSi₂.

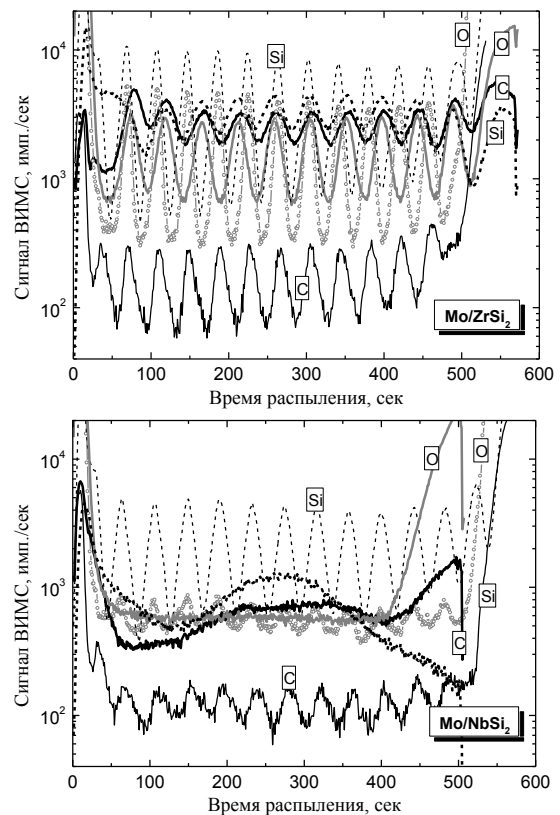


Рис. 1. Данные ВИМС для исходных и отожженных по лазерной методике пленок Mo/ZrSi₂ и Mo/NbSi₂.

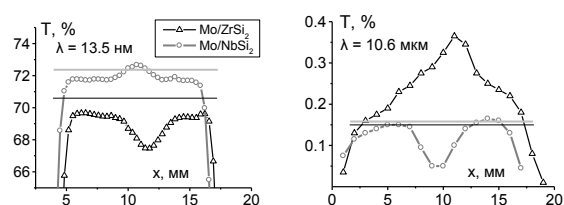


Рис. 2. Сканы пропускания отожженных образцов на длинах волн 13.5 нм и 10.6 мкм.

Методика токового нагрева удобна для сравнения термостабильности тонкопленочных фильтров при более продолжительном воздействии высоких температур. Кроме того, она может дать дополни-

тельную информацию о динамике процессов в нагреваемой пленке благодаря регистрации временных зависимостей ее электрического сопротивления и теплового излучения в диапазоне длин волн 2 – 5 мкм. На рис.3 приведена выборка таких зависимостей для отожженных током образцов Mo/ZrSi₂ и Mo/NbSi₂ многослойных пленок.

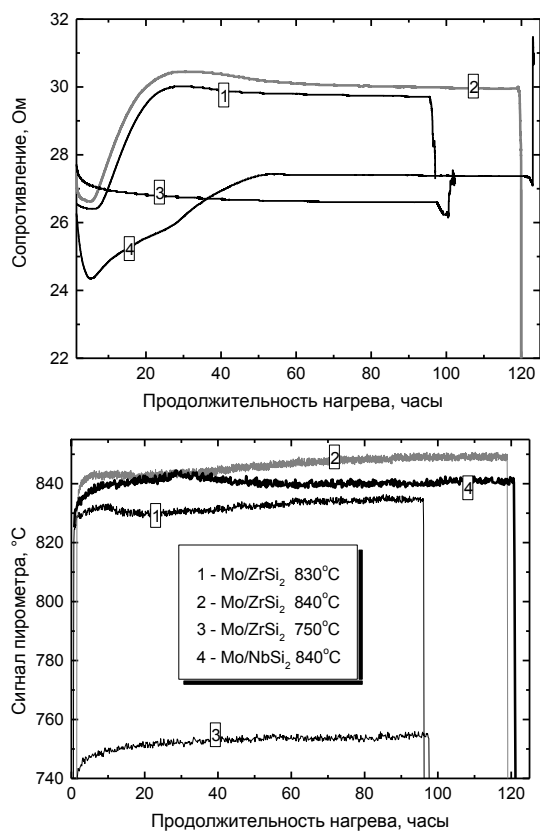


Рис. 3. Изменение сопротивления и излучательных характеристик тонкопленочных образцов при токовом отжиге; выделяемая в нагретой пленке мощность поддерживается постоянной.

Необходимо пояснить, что сигнал пирометра на графиках не является временной зависимостью температуры отжигаемых образцов. Это связано с заложенным в ПО пирометра алгоритмом вычисления температуры по потоку принимаемого ИК излучения, основанном на предположении о постоянстве излучательной способности. Последняя же меняется при отжиге, отслеживая изменения оптических характеристик пленки в ИК области.

Немонотонный характер изменения сопротивления образцов отражает последовательность смены процессов, наиболее активно протекающих в структурах на определенных временных интервалах. Можно, например, предположить, что в течение нескольких первых часов отжига в образцах 1, 2 и 4 (рис. 3) происходят изменения кристалличности в слоях, а в последующие несколько десятков часов интенсивно идут процессы межслойного перемешивания. Продолжительность и интенсивность происходящих процессов различаются для пленок разного состава, а также зависят от температуры: образец 3, отожженный при более низкой температуре, не показал признаков активного перемешивания слоев.

Данные ВИМС для образцов 1 и 4 приведены на рис. 4. Периодическая модуляция распределения элементов за 100 часов отжига практически полностью исчезла для обеих испытанных структур. Заметного уменьшения концентрации кремния не наблюдалось, т.е. температура 840°C еще недостаточна для его сублимации. Сохранились следы защитных покрытий MoSi₂. Примерно до одинакового уровня, существенно большего, чем в случае лазерного отжига, возросла концентрация углерода в пленках. Измеренное падение пропускания отожженного Mo/ZrSi₂ образца при $\lambda = 13$ нм оказалось, тем не менее, не очень существенным - около 2%. В случае Mo/NbSi₂ пленки измерений выполнить не удалось, но можно предположить более сильное уменьшение прозрачности, что связано с заметным поверхностным окислением структуры.

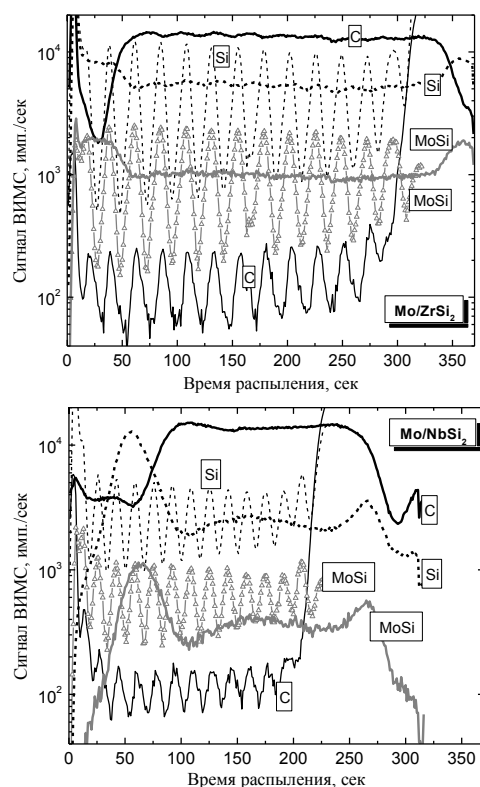


Рис. 4. Послойное распределение элементов в отожженных током образцах.

Первые результаты тестирования свободновисящих Mo/NbSi₂ и Mo/ZrSi₂ пленок позволяют сделать вывод об их сопоставимой термической стойкости, обе структуры рассматриваются на сегодняшний день как перспективные для применения в промышленных литографических установках.

Работа поддержана грантом РФФИ № 10-02-01073-а и госконтрактом Минобрнауки РФ 16.552.11.7007.

1. Chkhalo, N.I. Influence of annealing on the structural and optical properties of thin multilayer EUV filters containing Zr, Mo and silicides of these metals / N.I. Chkhalo, S.A. Gusev et al. // Proc. SPIE. 2010. V. 7521. 752105.

2. Дроздов, М.Н. Термически стойкие многослойные фильтры на основе молибдена для экстремального УФ-диапазона / М.Н. Дроздов, Е.Б. Клюенков и др. // Изв. РАН. Сер. физ. 2011. Т. 75, вып. 1. С. 77–79.

Влияние долговременного теплового воздействия на кристаллическую структуру свободновисящего Mo/ZrSi₂-фильтра

С.А. Гусев¹, М.Н. Дроздов¹, Е.Б. Ключенков¹, Б.С. Каверин², Л.Б. Каверина²,
А.Я. Лопатин¹, В.И. Лучин¹, Д.Е. Парьев¹, Н.Н. Салащенко¹, Н.Н. Цыбин¹,
Л.А. Шмаенок³

¹ Институт физики микроструктур РАН, Н. Новгород

² Институт металлоорганической химии им. Г.А. Разуваева РАН, Н. Новгород

³ PhysTech, Vaals, Netherlands

lopatin@ipm.sci-nnov.ru

Ранее мы рассмотрели влияние высоких температур на характеристики тонкопленочных многослойных фильтров на основе Mo, Zr, Si и силицидов циркония и молибдена [1]. Для изготовления демонстрационного образца большой апертуры и более подробных исследований была выбрана структура Mo/ZrSi₂ с защитным покрытием из MoSi₂, показавшая наиболее высокую термостабильность [2].

В настоящей работе методом электронной микродифракции изучалась кристаллическая структура этой многослойной пленки (толщиной 50 нм), отожженной в вакууме под воздействием сфокусированного излучения CO₂-лазера. В центре лазерного пятна поглощаемая на единицу площади мощность составляла $q = 7 \text{ Вт/см}^2$, температура пленки, измеренная с помощью ИК-пирометра, – 950–1050°C. Методом вторично-ионной масс-спектрометрии снималось послойное распределение элементов.

В исходном состоянии пленка представляет собой поликристалл. Характерный размер кристаллического зерна (определялся по изображению поверхности), не превышает 20 нм (рис. 1а). На микродифракционной картине (рис. 1б) наблюдается ряд достаточно четких колец. Средние межатомные расстояния, рассчитанные по положению этих колец, близки по величине к расстояниям Mo–Mo в структуре чистого молибдена. Кристаллическая фаза материалов защитного слоя MoSi₂ и прослойки ZrSi₂ в исходной пленке не зарегистрирована.

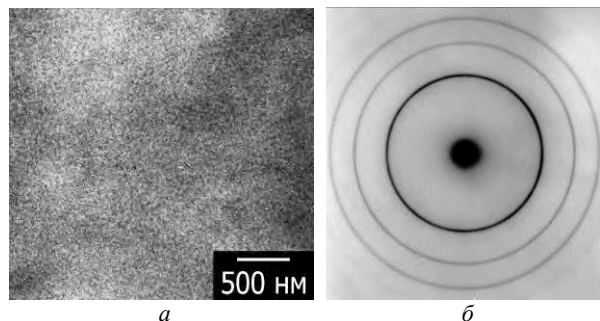


Рис. 1. Изображение поверхности (а) и микродифракционная картина (б) пленки до теплового воздействия.

Вблизи границы зоны отжига, где плотность поглощенного потока энергии превышает значение 1 Вт/см^2 , соответствующее температуре 500–600°C, многослойная пленка представляет собой текстури-

рованную структуру сложного состава, состоящую из нескольких фаз. Значительная часть материала состоит из различных силицидов, в частности, ZrSi₂, MoSi₂ и нестехиометричного силицида молибдена, близкого по составу к Mo₃Si₂. Наряду с рефлексами от кристаллов силицидов на микродифракционной картине присутствуют кольца от кристаллов молибдена (рис. 2а). Максимальный размер кристаллического зерна достигает 100 нм (рис. 2б).

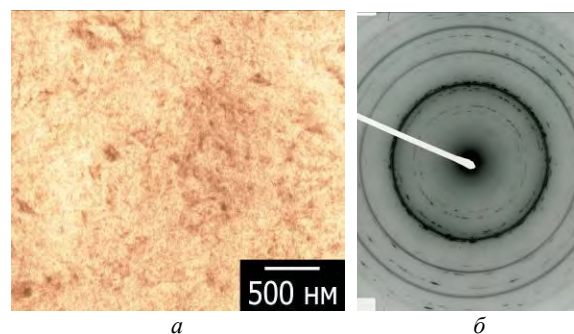


Рис. 2. Изображение поверхности (а) и микродифракционная картина (б) пленки, отожженной при температуре менее 900°C.

Качественно картина дифракции не меняется, по-видимому, вплоть до температуры примерно 900°C, когда становится заметным эффект сублимации кремния с поверхности, обнаруженный [2] при послойном элементном анализе отожженной пленки методом вторично-ионной масс-спектрометрии. Уменьшение концентрации кремния в пленке проявляется в изменении фазового состава силицидов. По данным микродифракции (рис. 3а) в центре зоны отжига, где температура достигает 1000°C, отсутствуют фазы MoSi₂ и ZrSi₂, но регистрируются слабые рефлексы от кристаллов ZrSi с меньшим содержанием Si. По-прежнему, присутствуют кольца от кристаллов Mo. Появляются относительно яркие кольца, соответствующие фазе ZrO₂. Максимальный размер кристаллического зерна, судя по фотографии поверхности (рис. 3б), не превышает 100 нм, но концентрация крупных кристаллитов больше, чем в областях с меньшей температурой отжига.

Микродифракционная картина пленки, отожженной при температуре 1000°C, согласуется с данными ВИМС-анализа. При температуре около 950°C в распределении Si возникает явно выражен-

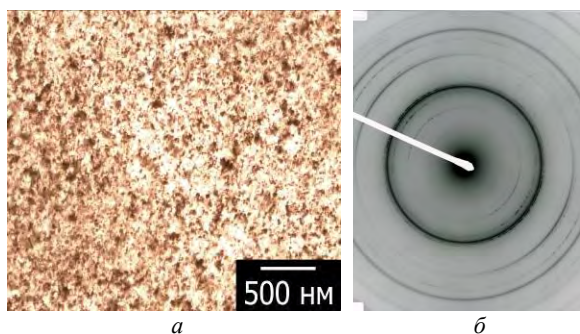


Рис. 3. Изображение поверхности (а) и микродифракционная картина (б) пленки, отожженной при температуре 1000°C.

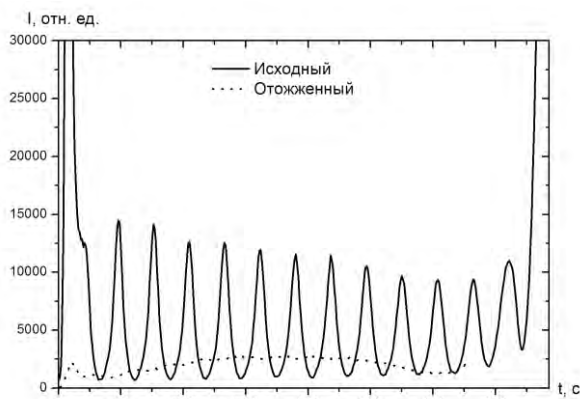


Рис. 4. Распределение Si по толщине образца. Отжиг проводился при температуре 950°C.

ный градиент концентрации, направленный от поверхностей к центру пленки – рис. 4. В зоне с максимальным нагревом интегральная концентрация Si в пленке снизилась примерно в 30 раз, здесь отмеченный градиент концентрации Si уже отсутствует. В зоне с максимальным нагревом также значительно возросла концентрация кислорода, его распределение носит неоднородный характер с максимальным значением вблизи границ. В этих областях концентрация кислорода оказывается сопоставимой с концентрацией элементов матрицы – Mo и Zr.

Проведенный анализ свидетельствует о том, что снижение концентрации кремния вызвано его селективной сублимацией с поверхностями свобод-

новисящей структуры. Сублимации предшествуют процессы образования свободного кремния (в результате реакции окисления силицида циркония с появлением ZrO_2) и диффузии Si к поверхностям пленки.

Кинетика окисления $ZrSi_2$ (в виде порошка) в воздушном потоке исследовалась в работе [3] при температурах до 1550°C. Установлено, что процесс окисления протекает в две стадии:



Первая, промежуточная, фаза реакции идет, по данным этой работы, при температуре более 500°C, вторая – при более высокой температуре (> 800°C). В условиях нашего эксперимента с ультратонкой свободновисящей пленки, по-видимому, вторая стадия реакции отсутствует. Атомарный кремний не окисляется, а диффундирует (о чем свидетельствует градиент концентрации Si на рис. 4) к поверхностям и сублимирует.

Сравнение распределений концентрации Si в исходной и отожженной структурах (рис. 4) позволяет определить количество сублимировавшего вещества. Оценка скорости и энергии сублимации кремния дает значения 10^{-4} nm/c (при температуре 950°C) и 4.2 эВ, соответственно. Найденное значение энергии сублимации попадает в интервал данных (4.1–4.5 эВ) ряда работ, в которых измерялся этот параметр.

Работа поддержана грантом РФФИ № 10-02-01073-а и госконтрактом Минобрнауки РФ 16.552.11.7007.

1. Chkhalo, N.I. Influence of annealing on the structural and optical properties of thin multilayer EUV filters containing Zr, Mo and silicides of these metals / N.I. Chkhalo, S.A. Gusev, M.N. Drozdov et al. // Proc. SPIE. 2010. V. 7521. 752105.

2. Дроздов, М.Н. Термически стойкие многослойные фильтры на основе молибдена для экстремального УФ-диапазона / М.Н. Дроздов, Е.Б. Ключенков, А.Я. Лопатин и др. // Изв. РАН. Сер. физ. 2011. Т. 75, вып.1. С. 77–79.

3. Gebwein, H. Kinetic model of the oxidation of $ZrSi_2$ powders / H. Gebwein, A. Pfrengle, J. R. Binder, J. Haubelt. // Journal of Thermal Analysis and Calorimetry. 2008. V. 91, № 2. P. 517–523.

Некоторые возможности корректировки профиля параболической поверхности рентгеновских зеркал и способы их аппроксимации

А.В. Марков, Е.В. Зайцева, В.Н. Трушин

Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского, Н. Новгород

MarcovAV@yandex.ru

Корректировка расходимости рентгеновских пучков в коллимирующих и фокусирующих системах является на сегодняшний день одной из наиболее актуальных задач адаптивной рентгеновской оптики. [1]. Для формирования параллельных рентгеновских пучков, как правило, применяются параболические зеркала (ПЗ), которые могут быть созданы на основе монокристаллов или многослойных структур. Для того чтобы ПЗ применялось эффективно, должны выполняться определённые условия, зависящие от длины волны, положения фокуса источника излучения, геометрических параметров схемы дифракции и др.

В работе приводятся результаты расчетов по корректировке профиля параболического поверхности модульных элементов (МЭ), состоящих из основания и активных элементов (АЭ), размещаемых с противоположной стороны от рабочей поверхности. МЭ могут быть использованы для изготовления рентгеновских отражателей различных типов, изготовленных на основе многослойных структур, кристаллов, а также отражателей на эффекте ПВО.

Моделирование изгиба поверхности МЭ с различными типами равномерно распределённых элементов и аппроксимация поверхностей различными направляющими показало, что существует возможность корректировки профилей, удовлетворяющих уравнению параболы.

Координата x_c центра ПЗ относительно фокуса трубки определяет положение ПЗ в схеме и связана с уравнением его направляющей, при этом должно выполняться условие $x_c > l/2$, где l - длина зеркала. Если отражающая поверхность ПЗ представляет собой параболический цилиндр, то уравнение его направляющей $y(x)$ в системе координат, связанной с зеркалом примет вид:

$$(y-y_0)^2 = 2p(x+x_c-l/2) \quad (1)$$

где p - параметр, равный расстоянию от директрисы до фокуса или удвоенному фокусному расстоянию. Множитель $2p$ определяет форму параболы и ход лучей после отражения. Параметры $l/2-x_c$ и y_0 - координаты вершины параболы. Согласно свойству параболы, лучи, выходящие из фокуса F , отразившись от любой её точки, будут направлены параллельно оси Ox . Если $p/2 \ll x_c$, то параметр x_c определяет положение центра зеркала по оси x относительно фокуса.

Корректировка параллельности рентгеновских пучков в коллимирующих системах может быть осуществлена путем корректировки профиля поверхности МЭ. Изменить профиль МЭ можно за

счёт перераспределения напряжений на АЭ, в качестве которых могут быть использованы пьезоэлементы.

Изменение профиля ПЗ связано с распределением напряжения на АЭ, неоднородно изменяющего их параметры и, соответственно, неоднородно деформирующего рабочую поверхность ПЗ. Подбирая геометрические и физические параметры АЭ в соответствии с необходимым диапазоном управления, можно добиться адаптивного управления расходимостью рентгеновского пучка, за счёт введения в систему элементов обратной связи. Таким образом, с помощью МЭ можно создать рентгеновский адаптивный коллиматор, по аналогии оптическими коллиматорами [2]. В зависимости от параметров отражённого рентгеновского пучка программой автоматически подбираются значения температурного распределения или распределения электрического поля в АЭ. Процесс будет продолжаться до тех пор, пока не сформируются необходимые параметры отражённого пучка. Подбор параметров нагрева или электрического поля может происходить с помощью корректирующей функции, которая табулируется заранее на основе данных компьютерного моделирования, исходя из конкретного положения фокуса относительно зеркала, его размеров, а также размеров и свойств АЭ.

Профиль упруго деформированной поверхности представляет собой сумму исходной направляющей и y -компоненты тензора перемещений.

$$Y(x) = y(x) + U_2(x) \quad (2)$$

Новый, измененный упругой деформацией профиль, должен так же удовлетворять уравнению (1) т. е. должны существовать такие Y_0 , X_c и P , при подстановке которых в уравнение (1) выполняется равенство с минимальной погрешностью. Новые величины Y_0 , X_c и P могут отличаться от исходных y_0 , x_c и p , а, следовательно, и положение зеркала относительно фокуса трубки должно быть изменено в зависимости от этих параметров.

Моделирование позволяет получить табуляцию функции $y(x)$ с любым шагом, доступным на уровне машинной точности. Аппроксимировав набор точек выражением (1), можно определить необходимые параметры ПЗ. В зависимости от того какие параметры уравнения (1) мы бы хотели оставить неизменными можно выделить три возможных варианта аппроксимации. Первый вариант состоит в фиксации двух параметров, например $X_c = x_c$, $Y_0 = y_0$ и определении третьего - P . Во втором варианте фиксируем один параметр, например $Y_0 = y_0$, X_c и P - неизвестные. В третьем

варианте все три параметра считаем неизвестными.

Табуляцию точек моделирования поверхности обозначим (x_i, Y_i) . В первом варианте аппроксимации воспользуемся косвенным методом наименьших квадратов (КМНК) [3], положив $X_c = x_c$, $Y_0 = y_0$ и выполнив замены $Y_{li} = (Y_i - Y_0)^2$ и $X = x_i + X_c - l/2$. Таким образом, приходим к пропорциональной зависимости $Y_{li} = 2P \cdot X_i$, из которой неизвестный параметр представится как:

$$2P = \frac{\sum_{i=1}^n X_i \cdot Y_{li}}{\sum_{i=1}^n X_i^2}; Q = \sum_{i=1}^n [2P \cdot X_i - Y_{li}]^2, \quad (3)$$

где Q – средняя ошибка расчёта.

Достоинством метода является то, что новый фокус предполагается лежащим на той же прямой $y = y_0$, что и исходный, при этом положение центра зеркала x_c не изменяется. Это облегчает процедуру корректировки положения зеркала. Однако поверхность после деформации может принимать такую форму, что параметры X_c и/или Y_0 уже нельзя считать константами. В этом случае аппроксимация с одним параметром приводит к большому значению погрешности и применяться не может.

Во втором варианте аналогично выполнив замену $Y_{li} = (Y_i - Y_0)^2$, получим:

$Y_{li} = 2P(x_i + X_c - l/2) = ax_i + b$, где $a = 2P$, $b = 2P \cdot (X_c - l/2)$:

$$a = \frac{n \sum_{i=1}^n x_i Y_{li} - \sum_{i=1}^n x_i \sum_{i=1}^n Y_{li}}{n \sum_{i=1}^n x_i^2 - \left(\sum_{i=1}^n x_i \right)^2}; \quad (4)$$

$$b = \frac{1}{n} \left(\sum_{i=1}^n Y_{li} - a \sum_{i=1}^n x_i \right);$$

Фокус найденной параболы так же лежит на прямой $y = y_0$, но координата центра МЭ смещена на величину $x_c - X_c$. Осуществив аппроксимацию набора точек (x_i, Y_i) 1-м и 2-м методом, получаем функцию Y_A , приближённо удовлетворяющую уравнению (1) с погрешностями (3) и (4). Откло-

нение функции от набора точек характеризует корректность выбора метода. Сравнение результатов моделирования и последующей аппроксимации первым и вторым методами для параболической поверхности из плавленого кварца с 18 вставками из цирконата-титаната свинца (ЦТС) с параметрами: $y_0 = 15$ мм, $2p = 0.17$ мм, $x_c = 100$ мм, $l = 60$ мм, шириной АЭ – 1 мм, высотой – 6 мм показало, что для такого зеркала аппроксимация 1-м методом ($Q \sim 100$ мм²) не приемлема, 2-й метод даёт более стабильный результат ($Q \sim 0.5$ мм²). При этом относительная погрешность параметра X_c во втором методе соизмерима с относительной погрешностью $2P$ и не возрастает при увеличении напряжения на АЭ.

В третьем варианте предполагаются свободными все 3 параметра. Для нахождения направляющей необходимо определить, при каких значениях обеспечивается минимум функционала [4]:

$$\Phi(Y_0, a, b) = \sum_{i=1}^n \left(Y_0 - \sqrt{ax_i + b} - y_i \right)^2 \quad (5)$$

где $a = 2P$, $b = 2P \cdot (X_c - l/2)$.

После трёхмерной оптимизации были получены параметры аппроксимации, при которых значение погрешности Q составляют порядка $\sim 10^{-7}$ мм². Кривые Y и Y_A практически совпадают. Несмотря на наилучшую аппроксимацию, недостатком метода является то, что значения параметров, в некоторых случаях, могут выйти за пределы регулируемого диапазона с экспериментальной точки зрения. В этом случае необходимо будет изменить параметры активных элементов.

1. Ахсаляян, А.А. и др. Применение реактивно-ионно-лучевого травления для коррекции формы рентгеновских // Матер. симпозиума «Нанозлектроника», Нижний Новгород, 14 – 18 марта 2011, Т1, С. 141.
2. Сафронов А.Г. Адаптивный оптический модуль. Патент №2084941
3. Линник Ю.В. Метод наименьших квадратов и основы математико-статистической обработки наблюдений, М., ФИЗМАТГИЗ, 1958
4. Фаддеев М.А., Марков К.А. Основные методы вычислительной математики. Санкт-Петербург, «Лань», 2008.

Удаление тонких слоев органики с поверхности элементов рентгеновской оптики

А.В.Митрофанов

Физический институт им. П.Н.Лебедева РАН, Москва

mitrofa@sci.lebedev.ru

В экспериментальной рентгеновской астрономии излучение Солнца в ультрафиолетовом (200 – 400нм) и ближнем вакуумном ультрафиолетовом диапазонах (100 – 200нм) рассматривается обычно как вредный фон, который на много порядков превышает излучение в рабочей полосе спектра, на которую рассчитан любой рентгеновский радиометр или телескоп. Поскольку большинство детекторов излучения чувствительны к ультрафиолету, при изготовлении приборов рентгеновской астрономии прилагаются немалые усилия, чтобы сделать эти приборы «солнечно слепыми» к УФ и ВУФ фоновому излучению. При наземных проверках рентгеновской оптики тестируется или оценивается расчетным путем «солнечная слепота» полетных приборов к длинноволновому фону, включая измерения на длине волны, соответствующей самой сильной солнечной линии L_{α} (121.7нм). Тестовыми проверками в ближней ВУФ области не ограничивается интерес у экспериментаторов и разработчиков рентгеновской оптики к этому спектральному диапазону. Изначально нефильтрованный пучок ВУФ излучения, выведенный из MgF_2 окна источника на воздух при комнатных условиях можно рассматривать как удобный инструмент для проведения технологических операций или для улучшения качества элементов рентгеновской оптики, главным образом тонкопленочных рентгеновских фильтров и зеркал.

В данном сообщении обобщен опыт работы с пучком ВУФ от дейтериевых ламп с окнами из фтористого магния, проводимых в ФИАНе при изготовлении и испытаниях тонкопленочных рентгеновских фильтров. В основе рассматриваемых методик лежат два явления: фототравление полимеров в кислородосодержащей среде под действием ВУФ и селективное прохождение излучения на воздухе в полосе спектра 115 – 135 нм в так называемых окнах прозрачности атмосферы (The open air method) [1]. Рассматривается проблема очистки поверхности зеркал, дифракционных решеток и фильтров от углеводородных пленок, образующихся при эксплуатации аппаратуры или от технологических слоев органики. Сравняются рассматриваемые методики с другими способами очистки поверхности от следов контаминации. Перечислим лишь некоторые из наших методик и опытов:

1. В ходе длительной работы двойного вакуумного монохроматора ТВМ-8 [2] даже в условиях «безмасляного» вакуума» на поверхностях двух дифракционных решеток нарастала органическая пленка, которая уменьшала функцию

пропускания монохроматора в вакуумной области спектра. Очистка решеток проводилась нами без их демонтажа при напуске в камеру монохроматора кислорода и включенной отпаянной дейтериевой лампы ЛД-3 с окном из MgF_2 [3]. Процесс очистки контролировался в ходе облучения солнечно-слепым ФЭУ-142, который устанавливался за выходной щелью монохроматора.

2. При изготовлении в ФИАНе тонкопленочных алюминиевых и других металлических рентгеновских фильтров использовались полимерные пленки из формвара, которые потом удалялись на воздухе фототравлением. Этот же полимер применялся нами при двухстороннем капсулировании фильтров для их защиты от внешней среды при длительном хранении. Перед установкой фильтров в легкую аппаратуру полимерные слои стравливались полностью или только с одной стороны фильтра излучением на воздухе при комнатных условиях.

3. Было установлено, что обработка поверхности пленок алюминия ВУФ излучением изменяла поверхностные свойства фильтров и препятствовала быстрой деградации (коррозии) тонких напыленных слоев во влажной воздушной атмосфере. Хотя детально механизм такой обработки пленок нами не был исследован подробно, некоторые физические свойства облученного и необлученного алюминия изучались с помощью РЭМ [4], а обнаруженное явление использовалось в лаборатории для улучшения характеристик фильтров рентгеновских телескопов. ВУФ обработка образцов в кислородосодержащей среде применялась нами для изменения параметров пор трековых мембран и улучшения адгезии напыленных слоев металлов на полимерные пленки.

1. Mitrofanov A.V. Investigations of polymer photoetching using vacuum ultraviolet radiation for micro-mechanics and optics applications / A.V. Mitrofanov // Proc. of Moscow Phys. Soc. 1999. V.9. P. 147-154.

2. Tiit V. Double vacuum monochromator and Spectrophotometer / V.Tiit V. and R.A. Denisov // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research. 1987. V. A 261. P.99-100.

3. Гребеньков В.С. Источник ВУФ излучения для фотохимических реакций / В.С.Гребеньков, Ю.С.Леонов, А.В.Митрофанов, С.М.Федотов // Электронная промышленность. 1989. №8. С. 79-80.

4. Митрофанов А.В. Контраст изображения алюминиевых пленок, прошедших радиационную обработку вакуумным ультрафиолетовым излучением /А.В.Митрофанов, Ф.А.Пудонин, М.Н.Филиппов // Поверхность. 1998. №1. С. 79-84.

Короткопериодные W/Si многослойные зеркала с аномально большой толщиной

М.М. Барышева, П.К. Гайкович, Д.Е. Парьев, Н.Н. Салашенко, Н.И. Чхало

Институт Физики Микроструктур РАН, Н. Новгород

Pariev@ipmras.ru

Многослойные рентгеновские зеркала (МРЗ) широко используются в качестве дисперсионных элементов в области мягкого рентгеновского излучения (МРИ). Как правило, такие зеркала имеют спектральное разрешение $\lambda/\Delta\lambda$ в диапазоне от 20 до 200 и пик отражения в несколько десятков процентов [1]. Поглощение мягкого рентгеновского излучения в МРЗ ограничивает число би-слоев, которые могут внести эффективный вклад в отражение падающего излучения. Более того, независимо от способа увеличения разрешения (например, за счет уменьшения толщины слоев сильно поглощающего вещества, увеличения порядка Брэгговского отражения или уменьшения разницы в поляризуемости материалов, составляющих структуру) пиковый коэффициент отражения уменьшается. Иными словами, невозможно сконструировать периодическое многослойное зеркало, обеспечивающее высокое разрешение и высокий коэффициент отражения в мягком рентгеновском (МР) диапазоне одновременно.

Но многослойная ламеллярная структура [2,3], схематично изображенная на рис.1, свободна от этого недостатка и, в принципе, может обеспечить любое сколь угодно высокое угловое или спектральное разрешение, причем пиковый коэффициент отражения будет таким же, как у обычного многослойного зеркала и не будет зависеть от разрешения. Особенностью такой структуры является большее в несколько раз, число периодов. В частности для задачи, рассмотренной в [2], оно составляет 800, в то время как традиционно для этой длины волны оно не превышает 100.

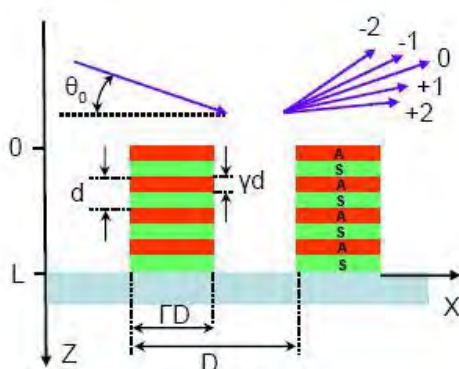


Рис. 1. Схема, иллюстрирующая дифракцию рентгеновского излучения от многослойной ламеллярной дифракционной решетки.

В данной работе синтезировались и исследовались короткопериодные ($d \sim 2.5$ нм) многослойные рентгеновские зеркала с аномально большой

толщиной (число периодов $N \sim 400-800$) на основе пары материалов W/Si.

Процесс изготовления многослойных рентгеновских зеркал производился на установке магнетронного типа. Два магнетрона с соответствующими плоскими мишенями различных материалов позволяют напылять двухкомпонентные структуры на подложки диаметром до 100 мм. Распыление мишеней осуществляется в среде аргона при давлении ~ 0.1 Па. Давление остаточных газов в рабочем объеме перед началом процесса было не более 10^{-4} Па. Геометрические параметры образцов определялись методом малоугловой рентгеновской дифрактометрии с использованием дифрактометра Philips X'Pert PRO по измерениям угловой зависимости коэффициента отражения многослойных структур на длине волны $\lambda = 0.154$ нм. Измерения в мягком рентгеновском диапазоне проводились на длине волны $\lambda = 1.76$ нм на рефлектометре [4,5].

Синтезирование короткопериодных многослойных рентгеновских зеркал с аномально большой толщиной, является крайне трудновыполнимой задачей. Так как необходимо иметь высокую равномерность структуры по радиусу подложки, а также отклонение периода $\Delta d/d$ не более чем на 0.1 %. Такая равномерность может быть достигнута только при высокой стабильности параметров установки на протяжении всего времени магнетронного напыления при этом время напыления одного МРЗ достигает 6 часов!

На данном этапе работы были изготовлены образцы W/Si структур с периодами $d = 2.5-2.6$ нм, с числом периодов $N = 400-800$. Их отражательные характеристики на длине волны $\lambda = 1.76$ нм при угле скольжения $\theta \sim 20^\circ$ и спектральной селективности $S \sim 90$ отражение достигало $R \sim 12\%$ (см. таблицы 1, 2).

Таблица 1

Оптические параметры W/Si МРЗ при $\lambda = 0.154$ нм

Пик №	$\theta, ^\circ$	$\Delta\theta, ^\circ$	$R, \%$	S
$N = 400$				
1	1.7588	0.0207	70	85
2	3.4867	0.0099	11	352
3	5.221	0.0096	0.106	544
4	6.9677	0.0097	0.124	718
$N = 800$				
1	1.7007	0.0205	62	83
2	3.3537	0.0111	14.2	302
3	5.0172	0.0128	0.466	392
4	6.6845	0.0127	0.113	526

Таблица 2

Оптические параметры МРЗ при $\lambda = 1.76$ нм

N	$R, \%$	$\theta, ^\circ$	$\Delta\theta, ^\circ$	S
400	11.8	20.51	0.25	86
800	11.6	19.58	0.24	85

С помощью моделирования W/Si зеркала с $N = 400$ по данным измерений, были получены следующие параметры структуры: $N_{эфф} = 176$, $d = 2.543$ нм, $\beta = 0.312$, $\sigma = 0.2$ нм, $\rho_w = 12.2$ г/см³, $\rho_{si} = 2.3$ г/см³ (рис 2, 3). Коэффициент отражения образца оказался меньше теоретического, что вызвано, на основании результатов подгонки, влиянием межслойных шероховатостей, которые оказывают особенно заметное действие именно в короткопериодных структурах. В мягком рентгеновском диапазоне видно расхождение эксперимента и теории, что связано с тем, что не учитывалось слабое изменение толщин слоев по глубине структуры.

На рисунках 4, 5 представлены экспериментальные кривые W/Si зеркала с $N = 800$, иллюстрирующие возможность напыления зеркал с такой аномально большой толщиной.

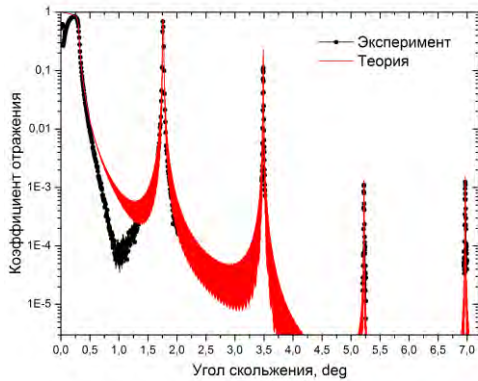


Рис. 2. Экспериментальный и вычисленный коэффициенты отражения W/Si зеркала с $N = 400$ на $\lambda = 0.154$ нм.

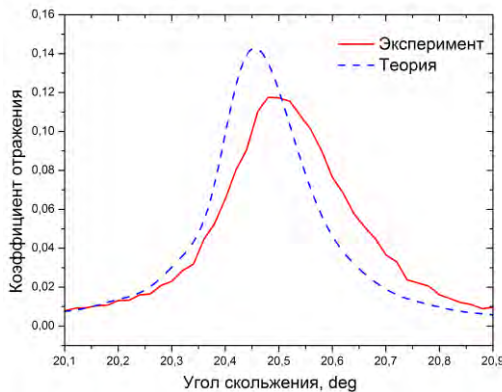


Рис. 3. Экспериментальный и вычисленный коэффициенты отражения W/Si зеркала с $N = 400$ на $\lambda = 1.76$ нм.

Таким образом, в ходе работы изготовлены образцы размером 20*20 мм W/Si МРЗ с периодами 400 и 800 слоев с коэффициентом отражения в МР диапазоне до 12 %, а на длине волны 0.154 нм - до 70%.

Эти результаты будут положены в основу последующих экспериментов по напылению W/Si МРЗ с диаметром до 100 мм.

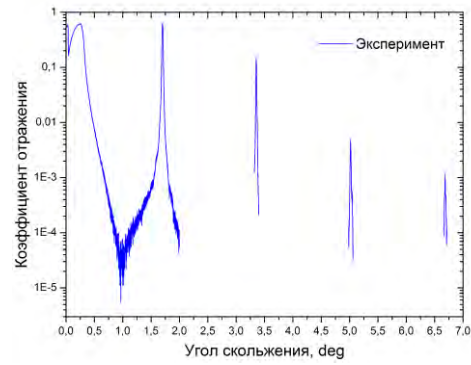


Рис. 4. Экспериментальный коэффициент отражения W/Si структуры с $N = 800$ на $\lambda = 0.154$ нм.

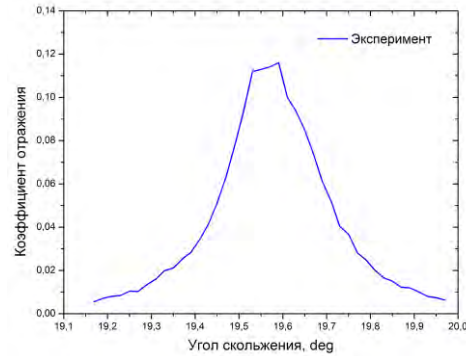


Рис. 5. Экспериментальный коэффициент отражения W/Si структуры с $N = 800$ на $\lambda = 1.76$ нм.

Работа поддержана грантами РФФИ 09-02-00912, РФФИ 11-02-00961, РФФИ 10-02-00957, РФФИ 11-02-00597 и ФПЦ “Научные и научно-педагогические кадры инновационной России на 2009-2013 годы”.

1. Yakshin A. E. Enhanced reflectance of interface engineered Mo/Si multilayers produced by thermal particle deposition / A. E. Yakshin, R. W. E. van de Kruijs, I. Nedelcu, E. Zoethout, E. Louis, F. Bijkerk, H. Enkisch, S. Mullender, and M. J. Lerce // Proc SPIE. 2007. Vol. 6517. P. 651701:1–9.

2. Kozhevnikov I. V. High-resolution, high-reflectivity operation of lamellar multilayer amplitude gratings: identification of the single-order regime / I. V. Kozhevnikov, R. van der Meer, H. M. J. Bastiaens, K. -J. Boller and F. Bijkerk // Optics Express. 2010. Vol. 18. № 15. P. 16234-16242.

3. Benbalagh R. Lamellar multilayer amplitude grating as soft-X-ray Bragg monochromator / R. Benbalagh, J.-M. Andre, R. Barchewitz, P. Jonnard, G. Julie, L. Mollard, G. Rolland, C. Remond, P. Troussel, R. Marmoret, and E. O. Filatova // Nucl. Instrum. Methods. 2005. Vol. 541. № 3. P. 590–597.

4. Бибишкин М.С. Рефлектометрия в мягком рентгеновском и экстремальном ультрафиолетовом диапазонах / М.С. Бибишкин, И.Г. Забродин, С.Ю. Зуев, Е.Б. Клюенков, Н.Н. Салашенко, Д.П. Чехонадских, Н.И. Чхало, Л.А. Шмаенок // Поверхность. Рентгеновские, синхротронные и нейтронные исследования. 2003. №1. С. 70-77.

5. Andreev S.S. Multilayer optics for XUV spectral region: technology fabrication and applications / S. S. Andreev, A. D. Akhsakhalyan, M. S. Bibishkin, N. I. Chkhalo, S. V. Gaponov, S. A. Gusev, E. B. Klunenkov, K. A. Prokhorov, N. N. Salashchenko, F. Schafers, S. Yu. Zuev // Central European Journal of Physics. CEJP 1. 2003. P. 191-209.

Установка ионно-пучковой и плазмохимической прецизионной коррекции формы оптических поверхностей

И.Г. Забродин, Б.А. Закалов, И.А. Каськов, А.Е. Пестов, Н.Н. Салашенко, Н.И. Чхало

ФГБУН Институт физики микроструктур РАН, Н. Новгород

aepestov@ipm.sci-nnov.ru

Введение

В настоящее время в ИФМ РАН активно развивается методика прецизионной коррекции формы оптических поверхностей методом ионно-пучкового травления. Эксперименты проводятся на установке ионно-пучкового травления описание, которой представлено в [1]. Несмотря на то, что установка позволяет проводить изучение влияния ионно-пучкового травления на параметры поверхности в широком диапазоне энергий и углов падения ионов на поверхность образца, её размеры не позволяют корректировать крупногабаритные детали. В частности зеркало для нанолитографа с диаметром 220 мм могло корректироваться при углах больше 45° (от нормали), что не эффективно с точки зрения динамики шероховатости [2]. Кроме того, коррекция через маску приводит к развитию среднечастотных шероховатостей (образование острых кромок и подпыление на границе маски). Поэтому после процедуры коррекции необходимо проводить “ретушь” сфокусированным ионным пучком безмасочным способом.

Для решения обозначенных выше проблем был разработан стенд ионно-пучкового и плазмохимического травления, позволяющий проводить коррекцию поверхностей любой формы (выпуклых, вогнутых) диаметром до 300 мм.

Описание установки

В работе описывается установка, преимуществом которой является значительно большие габариты, что позволяет проводить коррекцию формы поверхности подложек до 300 мм в диаметре. Прибор оснащен двумя широкоапертурными источниками ионов (диаметр пучка до 150 мм) с квазипараллельным ионным пучком для коррекции через маску и источником ионов с фокусировкой ионного пучка для проведения ретуши безмасочным способом. Схема прибора представлена на рис.1. На рисунке представлена опция “ретуши” сфокусированным пучком ускоренных ионов без маски.

Экспериментальный стенд включает в себя вакуумную камеру, три источника ускоренных ионов и гониометр с пятью степенями свободы (наклон, вращение вокруг оси образца, линейное перемещение поперек и вдоль оси вращения и поворот). Наличие пятиосного гониометра позволяет проводить коррекцию во всем диапазоне углов падения ионов на поверхность образца (в том числе и под нормалью) и выводить любую точку поверхности любой формы (выпуклая, вогнутая) в точку падения сфокусированного пучка ионов и проводить сканирование ионным пучком по поверхности образца. Система откачки включает в себя форвакуумный и

турбомолекулярный насосы, которые обеспечивают предельное остаточное давление в рабочей камере $5 \cdot 10^{-5}$ Па. Давление рабочего газа составляет $1,3 \cdot 10^{-2}$ Па. На выходе каждого источника установлена вращающаяся заслонка, отделяющая ионный источник от области рабочего объема камеры. Заслонка замкнута на землю через резистор, падение напряжения на котором пропорционально величине ионного тока. Управление установкой осуществляется с помощью персонального компьютера. В приборе применяются источники ускоренных ионов с холодным катодом (1 и 2 рис.1), что позволяет использовать активные газы и изучать влияние на шероховатость поверхности плазмохимического травления, которое обладает высокой скоростью травления. Следовательно, при сохранении заметной скорости распыления возможно будет снизить энергию ионов до значений в несколько десятков электрон-вольт, что интересно с точки зрения сохранения шероховатости поверхности на сверхгладком уровне.

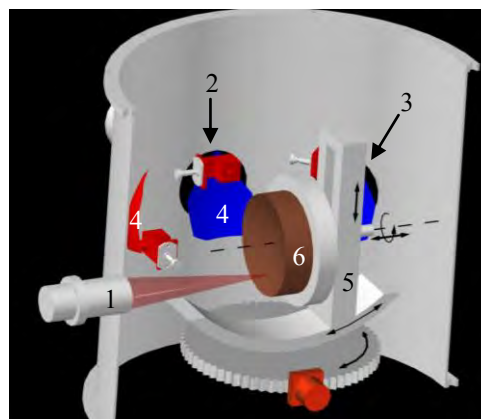


Рис.1. Схема установки ионно-пучкового и плазмохимического травления. 1. источник с фокусировкой ионного пучка; 2. источник с холодным катодом (апертура $\varnothing 150$ мм); 3. источник с накаливаемым катодом (апертура 60×90 мм²); 4. заслонка - измеритель ионного тока; 5. пятиосный гониометр; 6. образец.

Работа выполнена при поддержке РФФИ 12-02-00659-а, 11-02-00597-а, 11-02-97109-р_поволжье_a, 11-02-00961-а, 10-02-00957-а, ФЦП «Научные и научно-педагогические кадры инновационной России на 2009-2013 годы».

1. Chkhalo, N.I. et al Manufacturing of XEUV mirrors with a sub-nanometer surface shape accuracy // NIM A 603 (2010) 62–65.

2. Вайнер, Ю.А. и др. Развитие микрошероховатости поверхности плавленого кварца и покрытий Cr/Sc при травлении ионными пучками // Изв. РАН. Сер. физ. – т.75. – № 1 (2011). – С. 65-67.

Развитие прецизионной ионно-пучковой коррекции формы оптических элементов в ИФМ РАН

М.М. Барышева, М.В. Зорина, А.Е. Пестов, Н.Н. Салашенко, М.Н. Торопов, Н.И. Чхало, А.В. Щербаков

ФГБУН Институт физики микроструктур РАН, Н. Новгород

aepestov@ipm.sci-nnov.ru

Введение

В работе [1] сообщалось о разработке методики по коррекции формы поверхности оптических элементов до субнанометровой точности методом ионно-пучкового травления. В работе были изучены параметры травления металлического многослойного покрытия Cr/Sc и полированного плавленого кварца, обеспечивающие сохранение шероховатости поверхности при глубинах травления от единиц нм до 10 мкм. Развитие методики востребовано по ряду причин, во-первых, изучение возможности формирования прецизионных оптических элементов из материалов со сложным стехиометрическим составом (оптическое стекло, ситал, Zerodur), во-вторых, изучение динамики шероховатости поверхности при травлении на значительные глубины (глубокая асферизация) до 100 мкм и более.

В данной работе проведена глубокая асферизация фокусирующей линзы из оптического стекла К8. В процессе коррекции формы изучена скорость травления и топология поверхности до и после травления на глубину 32 мкм нейтрализованными ионами с энергией 300 эВ и нормальном угле падения ионов на поверхность образца.

Методика

В рамках Российского проекта по ЭУФ литографии на длине волны 13,5 нм в ИФМ РАН разработан стенд нанолитограф-мультипликатор с расчетным пространственным разрешением 30 нм [2]. Для обеспечения приемлемого времени экспозиции ЭУФ резиста в приборе в качестве источника ЭУФ излучения используется лазерно-плазменный источник на основе Nd:YAG лазера (2-я гармоника) с длиной волны 532 нм (LF117, Беларусь). Существенным недостатком источника ЭУФ излучения на основе лазерной плазмы является распыление материала мишени, что приводит к значительному загрязнению поверхности оптических элементов (входного окна и первого зеркала – коллектора). При существующем размере лазерного пятна на мишени 0,3 мм в диаметре, двукратное падение интенсивности происходит после ~100000 импульсов, что при плотности мощности ЭУФ пучка на образце с резистом $1,3 \cdot 10^{-5}$ Вт/см² и чувствительности фоторезиста 4 мДж/см² обеспечивает засветку порядка 30 образцов (среднее время экспозиции 5 мин) размером 0,5x0,5 мм². После чего необходимо снимать указанные элементы и проводить их чистку. Что существенно усложняет процесс эксплуатации прибора. Уменьшение размера пятна на порядок позволит существенно уменьшить распыление материала мишени, а увеличение плотности мощности лазер-

ного излучения позволит повысить интенсивность ЭУФ излучения на образце с фоторезистом и, соответственно сократить время экспозиции.

Размер лазерного пятна на мишени формируется сферической линзой из оптического стекла К8 диаметром 50 мм и радиусом кривизны $R=102,5$ мм. Для уменьшения размера пятна фокусировки было предложено провести асферизацию одной поверхности линзы методом ионно-пучкового травления. Схема эксперимента представлена на рис.1. Через неподвижную диафрагму, задающую профиль асферизации, проводится травление квазипараллельным ионным пучком. При вращении образца на его поверхности формируется заданный профиль асферики.

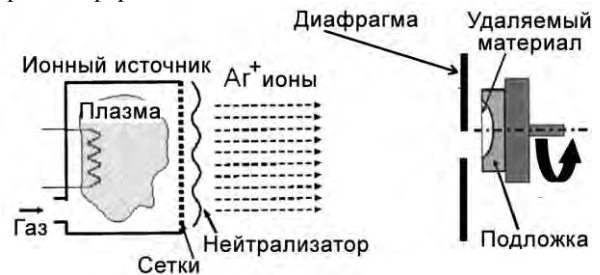


Рис. 1. Схема эксперимента по асферизации формы поверхности посредством ионно-пучкового травления

На первом этапе было проведено изучение распределения плотности ионного тока в плоскости образца. Ионно-оптическая система ионного источника КЛАН-103М представляет собой набор сеток с эллиптической выходной апертурой 90x60 мм². На рис.2 приведены кривые зависимости глубины травления для большой (рис.2а) и малой (рис.2б) полуосей от координаты до центра ионного пучка, полученные в рамках одного эксперимента (расстояние до источника 160 мм), выбросы на кривых объясняются статистической погрешностью измерения глубины травления.

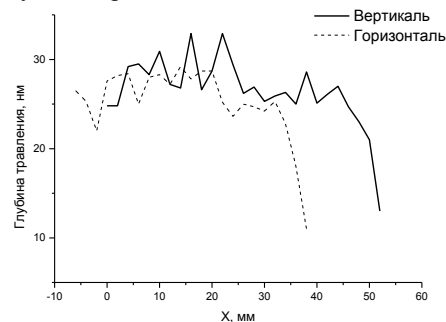


Рис. 2. Зависимость глубины травления от координаты от центра пучка

С учетом этого распределения и заданного профиля асферизации был проведен расчет формы диафрагмы [3], результаты расчета представлены на рис. 3.

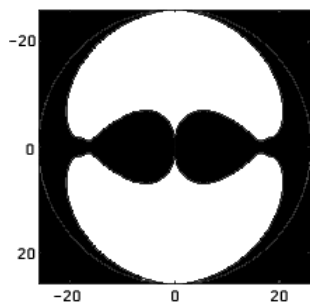


Рис. 3. Рассчитанный профиль диафрагмы. Белый цвет – открытая область, черный – закрытая

Затем был проведен тестовый эксперимент по контролю профиля асферизации. В качестве тестового образца была использована плоская пластина из оптического стекла К8, половина поверхности закрывалась маской, проходящей через ось вращения. В результате травления образовывалась ступенька с распределением глубины травления от центра к периферии. Как можно видеть на рис.4 отклонение результирующего профиля от расчетной кривой составило менее 3%.

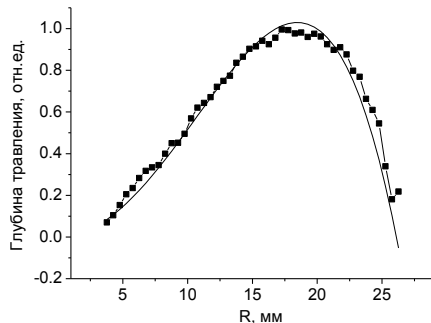


Рис. 4. Форма профиля асферизации. – расчет; ■ – эксперимент

Процедура коррекции непосредственно сферической линзы проводилась пучком нейтрализованных ионов с энергией 300 эВ при нормальном падении ионов на поверхность образца. Время асферизации составило 36 часов, максимальный съем материала – 32 мкм, что при 95% времени нахождения области в пучке соответствует скорости травления

– 0,94 мкм/час. Контроль формы поверхности проводился по методике описанной в [3].

После процедуры коррекции было проведено изучение шероховатости поверхности методом атомно-силовой микроскопии. Было обнаружено существенное (более чем на порядок) сглаживание поверхностной шероховатости в диапазоне средних и высоких частот пространственного спектра ($10^2 - 10^{-2}$ мкм⁻¹) с исходной $\sigma=2,53$ нм до сверхгладкой $\sigma=0,24$ нм. Однако на поверхности наблюдается значительные по глубине (до 12 нм) и диаметром (порядка 1,5 мкм) “ямки” (рис.5). Природа их появления пока неизвестна. Либо их происхождение связано с процедурой травления и неоднородностью структуры оптического стекла К8, либо они образовались в процессе производства сферической поверхности, но в силу значительной исходной шероховатости определить их наличие на поверхности с помощью АСМ не представлялось возможным.

Результаты

В рамках работы проведена асферизация поверхности сферической линзы из оптического стекла К8, максимальное отклонение от ближайшей сферы составило 32 мкм. Определена скорость распыления стекла К8 и показано, что при травлении стекла К8 нейтрализованными ионами с энергией 300 эВ под нормалью наблюдается значительное (более чем на порядок) улучшение шероховатости поверхности, что делает перспективным применение методики ионно-пучкового травления для глубокой полировки оптических элементов из стекла К8.

Работа выполнена при поддержке РФФИ 12-02-00659-а, 11-02-00597-а, 11-02-97109-р_поволжье_а, 11-02-00961-а, 10-02-00957-а, ФЦП «Научные и научно-педагогические кадры инновационной России на 2009-2013 годы» и Минобрнауки РФ по ГК 16.552.117007.

1. Chkhalo N.I. et al / Proc. of SPIE. V. 8076. P. 80760P-1-13. 2011.

2. Волгунов Д Г и др. / Известия РАН. Серия физическая. 75 1 54 (2011).

3. Зорина М.В. и др. / Применение ионно-пучкового травления для «глубокой» асферизации линз // Труды этой конференции.

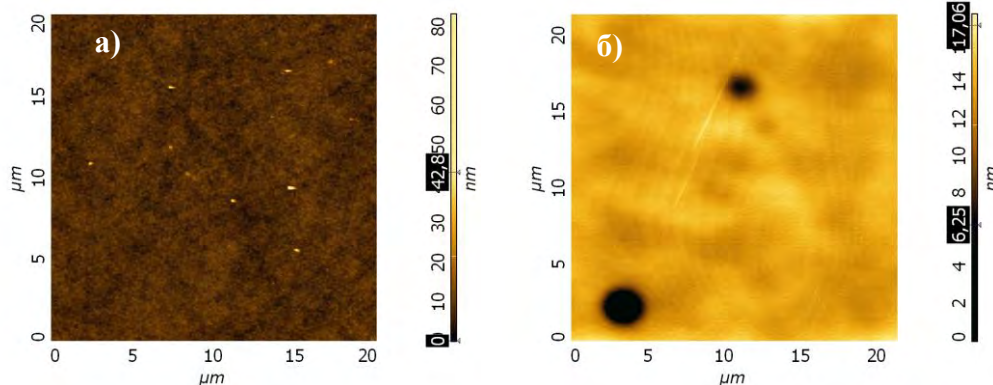


Рис. 5. Топология поверхности линзы из оптического стекла К8. а. до травления ($\sigma=2,53$ нм); б. после травления ($\sigma=0,24$ нм)

Установка магнетронного и ионно-пучкового напыления многослойных структур

И.Г. Забродин, Б.А. Закалов, И.А. Каськов, Е.Б. Ключенков, В.Н. Полковников,
Н.Н. Салашенко, С.Д. Стариков, Л.А. Сулов

Институт физики микроструктур РАН, Н. Новгород

polkovnikov@ipmras.ru

В настоящее время практически достигнут предел возможностей улучшения характеристик большинства многослойных зеркал, получаемых методом магнетронного напыления. Различные научные группы добились приблизительно одинаковых результатов.

Дальнейшее улучшение отражательных характеристик зеркал может быть связано с переходом к качественно новым методам синтеза или с внедрением в существующий технологический цикл принципиально новых процессов, влияющих на структуру растущей плёнки и на параметры межслойных границ раздела. К таким методам и процессам относятся ионно-пучковое распыление мишеней, ионная полировка границ раздела многослойной структуры и ионное ассистирование во время роста каждого слоя.

Очевидным преимуществом распыления мишеней ионными пучками является возможность изменения энергии распыляющих ионов в широком диапазоне значений (от десятков до тысяч эВ). Во время как напряжения, подаваемые на магнетронные источники, в подавляющем большинстве случаев ограничены относительно узким диапазоном 200-400 В.

Энергия распыляющих ионов определяет, во-первых, коэффициент распыления мишени, то есть поток атомов вещества или скорость роста плёнки, что, в свою очередь, определяет структуру растущего слоя. Во-вторых, от неё зависит и энергия распыляемых частиц, а значит и плотность растущей плёнки, степень перемешивания материалов на границах раздела, внутренние механические напряжения в структуре.

Коэффициент распыления материалов также существенно зависит от соотношения атомных масс распыляющих и распыляемых частиц. При синтезе многослойных структур возможны ситуации, когда материалы, их составляющие, эффективнее распыляются различными инертными газами. При магнетронном методе, когда вся рабочая камера заполнена газом, невозможно организовать селективное распыление. В этом случае выглядит предпочтительным применение двух (и больше, если требуется) ионных источников, использующих газ независимо, или сочетание в едином цикле магнетронного и ионно-пучкового методов.

Кроме того, при соответствующей однородности тока ионного пучка на мишени можно достигать равномерного по площади подложки роста плёнок.

С точки зрения формирования высокоотражающих многослойных покрытий крайне важным фактором является качество межслойных границ раздела, степень их гладкости или точнее шероховатости. Одним из способов уменьшения межслойной шероховатости является ионная бомбардировка (ионное ассистирование) растущей многослойной структуры ионами инертных газов.

Бомбардировка может осуществляться как независимыми источниками ионов, так и путём подачи на подложку отрицательного относительно плазмы потенциала с тем, чтобы роль бомбардирующих частиц выполняли ионы плазмы магнетронного разряда. Наличие ионного ассистирования в процессе роста оказывает существенное влияние на свойства структуры. Изменяя кинетическую энергию бомбардирующих ионов, можно изменять физические свойства плёнки. Например, в работе [1] показана зависимость плотности плёнок Ni и Gd-Co от потенциала, подаваемого на подложку.

В отличие от процесса ассистирования процедура ионной полировки осуществляется не во время роста слоя, а после. Но до осаждения слоя следующего материала. При правильном подборе параметров ионного пучка можно добиться некоторого сглаживания поверхностной шероховатости плёнки. В частности, в работе [2] показано, что при облучении многослойной структуры Cr/Sc пучком ионов аргона с энергиями 200 эВ под углом 60 градусов от поверхности происходит полировка микрошероховатостей.

Для реализации на практике вышеупомянутых процессов в ИФМ РАН разработана, собрана и запущена установка магнетронного и ионно-пучкового напыления многослойных структур МИПРУ.

Технологический стенд включает пост вакуумной откачки, рабочую камеру, сообщающуюся с камерой шлюзовой загрузки, систему управления вакуумным постом и технологическим процессом. В камере расположены 4 магнетрона, 4 ионно-распылительных источника, устройство перемещения и вращения подложки.

Рабочая камера представляет собой цилиндрический объём высотой 500 мм, диаметром 800 мм. В верхней части расположены 3 люка, через которые осуществляется обслуживание внутренних частей камеры. Откачное отверстие находится в боковой части, что позволяет избежать случайного попадания различных деталей, частиц или продуктов распыления в магистраль вакуумной откачки. На противоположной от откачного отверстия сто-

роне боковой стенки камеры предусмотрено отверстие для шлюза. Кроме них, в боковой же части камеры предусмотрены 4 места для установки ионно-распылительных источников. Два источника могут быть ориентированы для распыления мишеней (выходная источника апертура смотрит вниз), и два для полировки подложки и растущей структуры (выходная апертура источника смотрит вверх). Наклон источников (с диаметром сечения ионного пучка около 100 мм) по отношению к горизонтали может варьироваться в пределах от 30 до 38 градусов.

В днище рабочей камеры имеются 4 отверстия для расположения магнетронов и 2 для направленных вертикально вверх ионно-распылительных источников. Магнетроны располагаются равномерно (через 90 градусов) по периметру днища камеры. Причём 2 из них находятся строго под двумя ионно-распылительными источниками, предназначенными для распыления мишеней. Таким образом, переключение режима работы с магнетронного распыления на ионное не требует внесения каких-либо конструктивных изменений в схему установки или дополнительных операций с мишенями.

Магнетроны планарного типа имеют рабочую поверхность круглой формы радиусом 150 мм. Магнитное поле в них имеет арочную конфигурацию, формирующую кольцевую зону эрозии мишени диаметром 100-110 мм, что позволяет без труда получать равномерное или заданное распределение наносимого покрытия на подложках диаметром до 120 мм, а с применением ряда технологических приёмов и до 200 мм. Для предотвращения запыления вакуумной камеры и объектов, находящихся в ней, каждый магнетронный источник ограждён специальным экраном.

В МИПРУ применяются два типа ионно-распылительных источников фирмы «Платар»: модель КЛАН-53М для полировки поверхности растущих слоёв и КЛАН-104М для ионного распыления мишеней.

Источники КЛАН-54М оснащены штатными блоками питания, позволяющими достигать тока ионного пучка 50 мА и энергий ионов 1500 В. Для моделей КЛАН-104М в ИФМ РАН разработаны и собраны источники питания, позволяющие достигать тока ионного пучка 200 мА и энергий ионов 1500 В. Дальнейшее увеличение тока пучка, отвечающего фактически за количество достигающих мишень ионов, должно сопровождаться модернизацией электродов сетки. Однако следует учитывать тот факт, что возрастание тока пучка неизбежно приведёт к увеличению угла его расходимости, в

данный момент составляющего величину порядка 7-8 градусов.

Высокие требования к параметрам периодических структур (в частности, разброс величины периода вглубь структуры не должен превышать 0,01 нм) накладывают жёсткие условия на стабильность параметров технологического процесса, которые и определяют повторяемость воспроизведения индивидуальных слоёв. Решение этой задачи достигается путём автоматизации технологического процесса. Система управления МИПРУ выполнена на базе персонального компьютера с контроллером фирмы ICPDAS марки I-8431 и распределённой периферии I-7000. Данная система позволяет осуществлять управление как вакуумным постом, так и всеми составляющими технологического процесса. Она позволяет:

- управлять насосами, клапанами и высоковакуумным затвором откачного поста;
- контролировать параметры технологического процесса;
- управлять блоками питания магнетронов и ионных источников;
- стабилизировать давление рабочего газа в камере;
- стабилизировать напряжение выбранного магнетрона;

Разработанная и внедрённая система управления позволяет изменять любые параметры, не прерывая технологического процесса. Она отличается надёжностью, обусловленной аппаратной независимостью контроллера I-8431 от персонального компьютера. Кроме того, возможно прохождение подложки над любой мишенью с переменной скоростью (для создания градиента периода по площади подложки) и автоматизировано прохождение подложки с различными скоростями в зависимости от номера цикла (для создания аperiodических широкополосных зеркал).

Работа поддержана грантами РФФИ 10-02-00957-а, 11-02-00597-а, 11-02-97109-р_поволжье_а, ФЦП «Научные и научно-педагогические кадры инновационной России на 2009-2013 годы».

1. Наумов В.В. Исследование влияния низкоэнергетичной ионной стимуляции на плотность и кристаллическую структуру тонких пленок / Бочкарев В.Ф., Трушин О.С. и др // Журнал технической физики. 2001. Т. 71. вып. 8. С. 92–97.

2. Барышева М.М. Эволюция шероховатости супергладких поверхностей при травлении ионным пучком. Эффекты полировки / Ю.А. Вайнер, М.В. Зорина и др // Материалы рабочего совещания «Рентгеновская оптика-2010». С. 114.

Апериодические многослойные структуры в оптике мягкого рентгеновского излучения

Е.А. Вишняков^{1,2}, Ф.Ф. Каменец¹, В.В. Кондратенко³, М.С. Лугинин^{1,2},
А.В. Панченко¹, Ю.П. Першин³, А.С. Пирожков⁴, Е.Н. Рагозин^{1,2}

¹ Московский физико-технический институт (государственный университет), Долгопрудный

² Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, Москва

³ Национальный технический университет «Харьковский политехнический институт», Украина

⁴ Advanced Beam Technology Division, JAEA, 8-1-7 Umemidai, Kizugawa, Kyoto, Japan

enragozin@gmail.com

С момента появления первых рентгеновских многослойных зеркал (МЗ) и их теоретического анализа [1, 2] прошло уже более 30 лет. Сегодня рентгеновские МЗ используются повсеместно, начиная от прикладных задач (напр., проекционной литографии), и заканчивая фундаментальными исследованиями в области физики лабораторной и астрофизической плазмы. Однако акцент преимущественно делается на периодические МЗ, способные обеспечить достаточно высокий коэффициент отражения в относительно узком интервале длин волн (при фиксированном угле падения). Максимум отражения периодической многослойной структуры (МС) реализуется на длине волны $\lambda_0 \approx 2d\langle n \rangle \cos \theta / m$, где d – период структуры; $\langle n \rangle$ – среднее по периоду значение показателя преломления; θ – угол падения; m – порядок отражения.

Наряду с периодическими МС, интерес представляют и апериодические структуры, способные удовлетворить иным критериям, чем достижение высокого коэффициента отражения в относительно узком интервале длин волн. В классе апериодических многослойных структур (АМС) возможно решение ряда оптимизационных задач, имеющих практическое значение в рентгеновской оптике, в том числе в оптике мягкого рент-

геновского (МР) диапазона [3]. К ним относятся, например, расчет и создание МС, обеспечивающих (1) максимальное равномерное отражение в заданном интервале длин волн или углов падения; (2) высокую поляризующую способность в широком диапазоне длин волн при фиксированном угле падения излучения; (3) максимальный коэффициент отражения на одной или нескольких длинах волн; (4) максимальный интегральный коэффициент отражения МЗ или максимальный интегральный «коэффициент пропускания» системы, состоящей из последовательности нескольких МЗ и фильтров. Учет фазы амплитудного коэффициента отражения (наряду с модулем) позволяет находить структуры, пригодные для отражения аттосекундных импульсов МР излучения и манипулирования их формой и длительностью [4].

В данной работе проведен учет влияния переходных слоев на расчетный коэффициент отражения; представлены результаты многопараметрических оптимизационных расчетов и экспериментальные результаты для апериодических зеркал на основе пары Mo/Si ($\lambda \geq 12.5$ нм) и их применения в спектроскопических экспериментах; также представлены расчеты для ряда перспективных пар материалов (Pd/Y, Ag/Y и др.) на область $\lambda \leq 12.5$ нм.

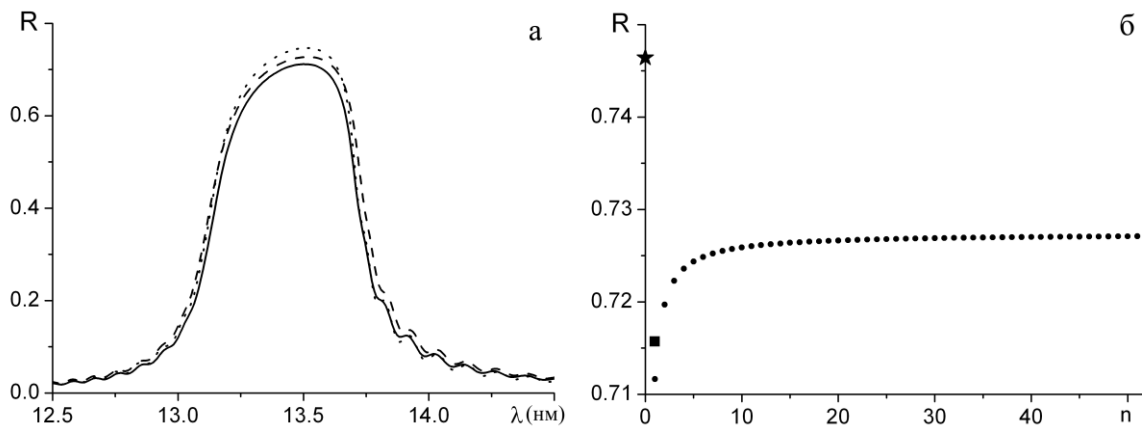


Рис. 1. (а) Расчетный коэффициент отражения многослойной периодической Mo/Si-структуры (150 слоев), оптимизированной на максимальный коэффициент отражения на $\lambda=13.5$ нм без учета переходных слоев (точки), при учете одного переходного слоя с $\varepsilon=(\varepsilon_{\text{Mo}}+\varepsilon_{\text{Si}})/2$ (сплошная кривая), и при учете плавного перехода ε от ε_{Mo} к ε_{Si} (т.е. при $n \rightarrow \infty$, пунктир). (б) Расчетный коэффициент отражения в максимуме без учета переходных слоев (★), при учете переходных слоев в форме силицида MoSi₂ толщиной 6 Å (Si-на-Mo) и 12 Å (Mo-на-Si) (■), а также аппроксимации плавного перехода ε различным числом промежуточных ступеней n .

Известно, что учет слоев Мо-на-Si и Si-на-Мо в периодической МС на основе Мо/Si приводит к уменьшению коэффициента отражения в максимуме на несколько процентов. Так, в периодической структуре Мо/Si с максимумом отражения на $\lambda = 13.5$ нм учет переходных слоев приводит к уменьшению пикового коэффициента отражения с 74.6 до 71.6 % (Рис. 1а).

Более реалистичное описание влияния переходных слоев на коэффициент отражения учитывает плавный характер изменения ε на границе раздела. Математически такой учет достигается, например, при многоступенчатой аппроксимации перехода путем линейной интерполяции ε . На Рис. 1а показан профиль коэффициента отражения периодического МЗ (Мо/Si, $\lambda=13.5$ нм) без учета и с учетом переходных слоев, а на Рис. 1б – поведение коэффициента отражения в максимуме при аппроксимации разности $\varepsilon_{\text{Мо}} - \varepsilon_{\text{Si}}$ различным числом ступеней n , а также при учете переходного слоя со стехиометрией MoSi_2 . При увеличении n коэффициент отражения слегка подрастает, стремясь к постоянному значению. Это значение примерно на 1 % выше того, что дает учет переходного слоя в форме MoSi_2 .

Выбор материалов для создания АМЗ в области $\lambda < 13$ нм, проводился на основе сравнения отражательных свойств периодических МЗ в этой области. На Рис. 2 представлены коэффициенты отражения периодических МС, оптимизированных на максимум отражения при нормальном падении излучения с $\lambda = 9$ нм (без учета переходных слоев и шероховатостей подложки). Наилучшие результаты дают пары Pd/Y (62 %), Ag/Y (62 %), Rh/Y (60 %) и Pd/B₄C (58 %). Количество слоев МС выбиралось таким образом, чтобы достигался эффект насыщения.

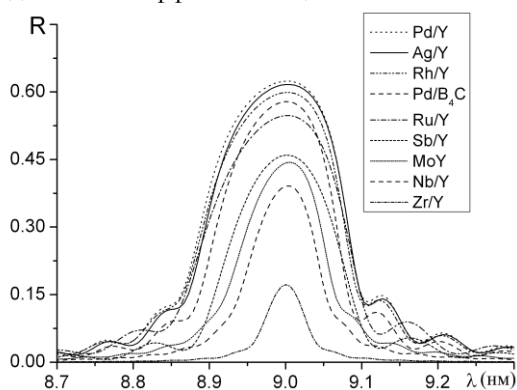


Рис. 2. Спектральные профили $R(\lambda)$ для периодических МС Pd/Y, Ag/Y, Rh/Y, Pd/B₄C, Ru/Y, Sb/Y, Mo/Y, Nb/Y и Zr/Y (в порядке убывания $R(9.0$ нм)), оптимизированных на максимальное отражение на $\lambda=9.0$ нм (расчет без учета переходных слоев)

При расчете широкополосных МЗ параметрами оптимизации являлись толщины всех слоев. Длинноволновая граница области оптимизации была фиксирована на $\lambda = 13$ нм, а положение коротковолновой границы варьировалось. Структуры Ag/Y и Pd/Y, оптимизированные на макси-

мальное равномерное отражение в диапазоне 9 – 13 нм при почти нормальном падении (5°), обеспечивают коэффициент отражения 11.5 и 11.4 %, соответственно. Сдвиг коротковолновой границы на 8.5 нм приводит к уменьшению равномерного коэффициента отражения у них до 9.5 и 9.2 %. В диапазоне 8 – 13 нм структура Ag/Y способна обеспечить равномерный коэффициент отражения 7.2 %. Структура Rh/Y обеспечивает $\bar{R} = 8.0\%$ в диапазоне 9 – 13 нм, а структура Pd/B₄C дает $\bar{R} = 8.8\%$. (Рис. 3). Интегральный коэффициент отражения ($\bar{R}_\lambda = \int R(\lambda)d\lambda$) в интервале 7.5 – 15 нм у структур Ag/Y, оптимизированных на равномерное отражение на интервалах 9 – 13, 8.5 – 13 и 8 – 13 нм, составляет 0.517, 0.495 и 0.396 нм. О параметрах переходных слоев в Ag-содержащих МС, насколько нам известно, пока не сообщалось.

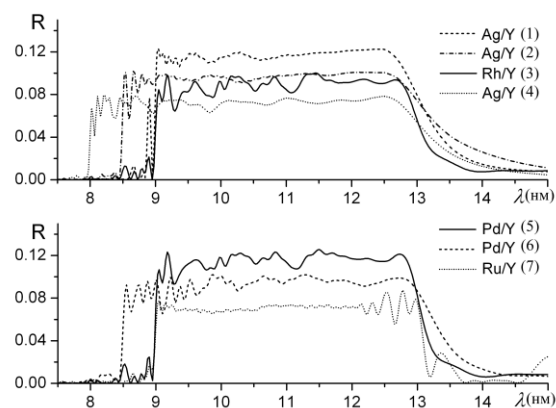


Рис. 3. Спектральные профили коэффициента отражения аperiodических МС Pd/Y, Ag/Y, Rh/Y и Ru/Y, оптимизированных на максимальное равномерное отражение в диапазонах 8 – 13, 8.5 – 13 и 9 – 13 нм (расчет без учета переходных слоев)

Работа выполнена при поддержке ФЦП «Научные и научно-педагогические кадры инновационной России» ГК№ 14.740.11.0091 и ГК№ 02.740.11.0447, программы ОФН РАН «Фундаментальная оптическая спектроскопия», Регионального общественного Фонда содействия отечественной науке и УНК ФИАН.

1. Spiller, E. Low-loss reflection coatings using absorbing materials / E. Spiller // Appl. Phys. Lett. 1972. V. 20, № 9. P. 365–367.

2. Виноградов, А.В. О многослойных зеркалах для рентгеновского и далекого ультрафиолетового излучения / А.В. Виноградов, Б.Я. Зельдович // Оптика и спектроскопия. 1977. Т. 42, вып. 4. С. 709–714.

3. Колачевский, Н.Н. Широкополосные рентгенооптические элементы на основе аperiodических многослойных структур / Н.Н. Колачевский, А.С. Пирожков, Е.Н. Рагозин // Квантовая электроника. 2000. Т. 30, вып. 5. С. 428–434.

4. Beigman, I.L. Reflection of few-cycle x-ray pulses by aperiodic multilayer structures / I.L. Beigman, A.S. Pirozhkov, E.N. Ragozin // J. Opt. A: Pure Appl. Opt. 2002. V. 4. P. 433–439.

Исследование акустических волновых полей в кристаллах семейства лантангаллиевого силиката на источнике синхротронного излучения BESSY II

Д.В. Рощупкин¹, О.А. Плотицына¹, Р.Р. Фахртдинов¹,
Д.В. Иржак¹, А.И. Ерко², L. Ortega³

¹ Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт проблем технологии микроэлектроники и особочистых материалов РАН, Черноголовка

² Institute for Nanometre Optics and Technology, Helmholtz-Zentrum Berlin für Materialien und Energie GmbH, Berlin

³ Laboratoire de Physique des Solides, Univ. Paris-Sud, France

rochtech@iptm.ru

На источнике синхротронного излучения BESSY II в схеме высокоразрешающей двухкристалльной рентгеновской дифрактометрии проведены комплексные исследования процесса генерации и распространения поверхностных (ПАВ) и псевдоповерхностных акустических волн (ППАВ) в кристаллах группы лантангаллиевого силиката: $\text{La}_3\text{Ga}_5\text{SiO}_{14}$ (ЛГС), $\text{La}_3\text{Ga}_{5.5}\text{Ta}_{0.5}\text{O}_{14}$ (ЛГТ), $\text{Ca}_3\text{TaGa}_3\text{Si}_2\text{O}_{14}$ (КТГС).

На рис. 1 схематично представлена схема двухкристального рентгеновского дифрактометра. Исследования были выполнены при энергии рентгеновского излучения $E=11$ кэВ, которое было выделено с помощью двойного кристалла-монохроматора Si(111). Далее монохроматизированное излучение коллимировалось входной 100 мкм щелью и под углом Брэгга падает на исследуемый кристалл, промодулированный акустической волной. Акустическая модуляция кристаллической решетки приводит к появлению дифракционных сателлитов на кривой качания, угловая расходимость которых определяется как

$$\delta\Theta = \lambda/\Lambda, \quad (1)$$

где λ - длина волны рентгеновского излучения, а Λ - длина акустической волны. И если угловая расходимость дифракционных сателлитов определяется из выражения (1), то интенсивность сателлитов зависит от амплитуды акустических колебаний кристаллической решетки. Дифрагированное рентгеновское излучение регистрировалось с помощью стандартного сцинтилляционного детектора.

Впервые были проведены исследования возможности возбуждения встречноштыревым пре-

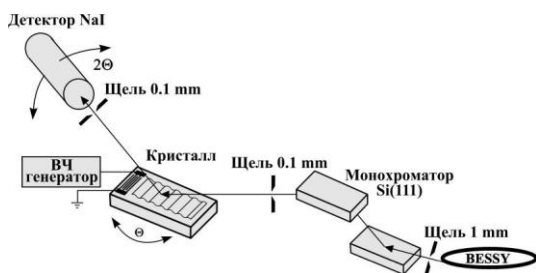
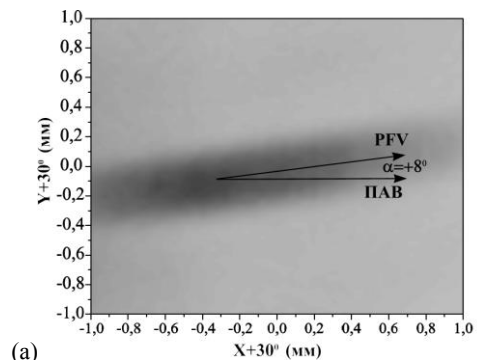
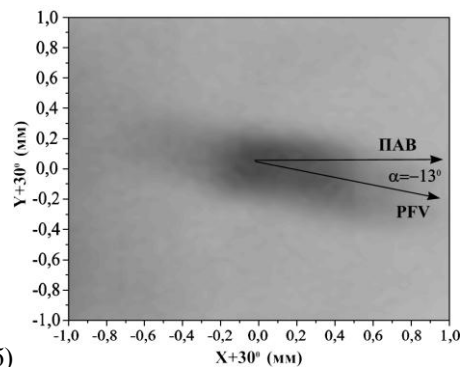


Рис. 1. Схема двухкристального рентгеновского дифрактометра.

образователем (ВШП) различного типа акустических волн: ПАВ и ППАВ. Если распространение Рэлеевских ПАВ хорошо изучено, то процесс возбуждения и распространения ППАВ в кристаллах является малоизученным. Для изучения процесса возбуждения и распространения ПАВ и ППАВ был выбран Z-срез кристалла ЛГТ. На поверхности кристалла был сформирован ВШП таким образом, чтобы ПАВ с длиной волны $\Lambda=8$ мкм распространялась вдоль направления $X+30^\circ$. В данной геометрии ВШП возбуждает ПАВ на резонансной частоте $f=320$ МГц, которая распространяется со скоростью $V=2560$ м/с, и ППАВ на резонансной частоте $f=360$ МГц, которая распространяется со скоростью $V=2880$ м/с. На рис. 2 представлены карты распределения акустического волнового поля ПАВ (а) и ППАВ (б) на поверхности кристалла ЛГТ. На рис. 2 видно, что направле-



(а)



(б)

Рис. 2. Распределение акустического волнового поля на поверхности Z-среза кристалла ЛГТ: (а) ПАВ; (б) ППАВ.

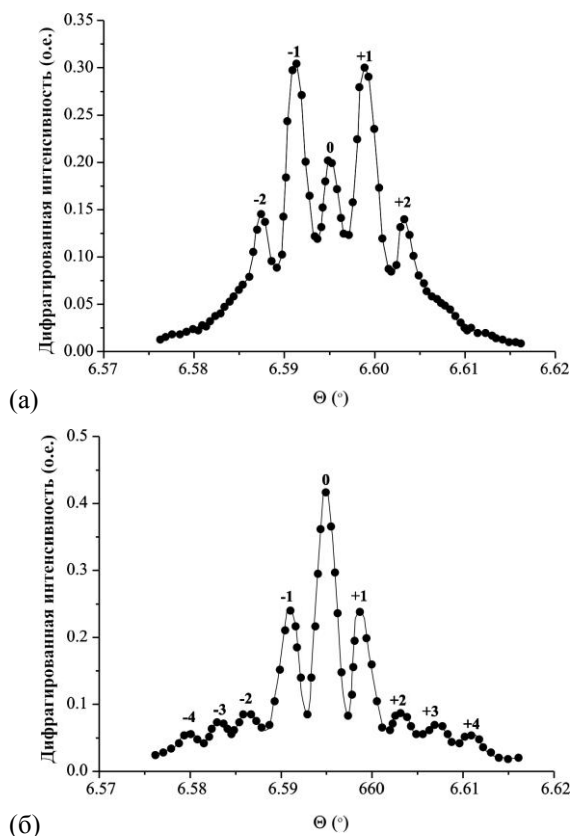


Рис. 3. Кривые качания акустически промодулированного Z-среза кристалла ЛГТ при амплитуде входного сигнала на ВШП $U=15$ В: (а) ПАВ; (б) ППАВ.

ние распространения ПАВ и ППАВ не совпадает с направлением распространения потока акустической энергии P_{FV} . Более того, ПАВ и ППАВ отличаются направлением и знаком сноса потока акустической энергии. Для ПАВ угол сноса потока акустической энергии составляет $\alpha=+8^\circ$, а для ППАВ $\alpha=-13^\circ$, соответственно. Также хорошо видно, что ППАВ на поверхности наблюдается только вблизи ВШП. ППАВ является оттекающей волной и распространяется от ВШП вглубь кристалла под углом к поверхности кристалла. ППАВ и процесс дифракции рентгеновского излучения на ней можно наблюдать только вблизи ВШП.

На рис. 3 представлены кривые качания Z-среза кристалла ЛГТ, промодулированного ПАВ (а) и ППАВ (б) с длиной волны $\Lambda=8$ мкм, полученные при амплитуде входного сигнала на ВШП $U=15$ В. Угловая расходимость между дифракционными сателлитами на кривых качания составляет $\delta\Theta=0.005^\circ$, что соответствует расчетному значению из выражения (1) для длины акустической волны $\Lambda=8$ мкм. Кривые качания кристалла, промодулированные ПАВ и ППАВ, различаются между собой. В случае ПАВ процесс дифракции рентгеновского излучения является кинематическим при энергии рентгеновского излучения $E=11$ кэВ, а интенсивности дифракционных сателлитов

описываются функциями Бесселя. В случае ППАВ не удастся добиться существенного погасания интенсивности нулевого порядка дифракции, так как волна является оттекающей и рентгеновское излучение дифрагирует сначала на акустически непромодулированной приповерхностной области кристалла, а затем дифрагирует на более глубокой области кристалла, промодулированной ППАВ. Соответственно в случае ППАВ процесс дифракции носит динамический характер.

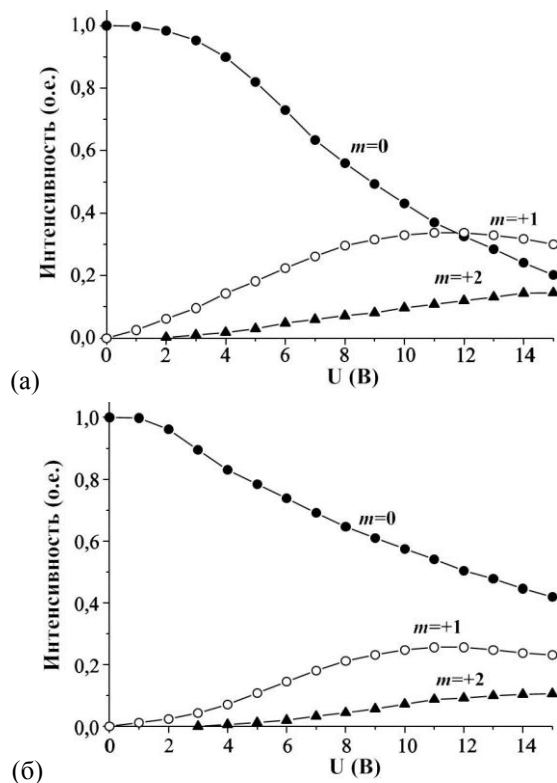


Рис. 4. Зависимости интенсивности дифракционных сателлитов акустически промодулированного Z-среза кристалла ЛГТ от амплитуды входного сигнала на ВШП U : (а) ПАВ; (б) ППАВ.

На рис. 4 представлены зависимости интенсивностей дифракционных сателлитов в зависимости от амплитуды входного сигнала на ВШП для ПАВ (а) и ППАВ (б). Данные зависимости имеют одинаковый характер. Интенсивности первых дифракционных сателлитов $m=\pm 1$ имеют максимум при амплитуде входного сигнала на ВШП $U=12$ В. Для ППАВ характерно, что интенсивность нулевого порядка дифракции превышает интенсивности других порядков дифракции из-за того, что ППАВ от ВШП оттекает вглубь кристалла под углом к поверхности.

В ходе экспериментов был исследован процесс генерации и распространения ПАВ и ППАВ в различных срезах кристаллов ЛГС, ЛГТ и КТГС.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант № 11-02-00659-а).

Фазовые дифракционные решетки на основе кристалла Si(400)

Д.В. Рощупкин¹, Д.В. Иржак¹, С.Л. Шабельникова¹, А.А. Фирсов²

¹ Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт проблем технологии микроэлектроники и особо чистых материалов РАН, Черноголовка

² Institute for Nanometre Optics and Technology, Helmholtz-Zentrum Berlin für Materialien und Energie GmbH, Berlin

rochtch@iptm.ru

На лабораторном источнике рентгеновского излучения Bruker D8 DISCOVER с вращающимся медным анодом ($\lambda=1.54 \text{ \AA}$) в схеме трехкристального рентгеновского дифрактометра были исследованы дифракционные свойства фазовых дифракционных решеток с периодом $D=1 \text{ мкм}$ на основе Si(400).

Были исследованы два типа дифракционных решеток. Первый тип дифракционных решеток был изготовлен на основе решетки с периодом $D=1 \text{ мкм}$ из фазосдвигающего слоя Au на поверхности кристалла Si(400). Рисунок решетки был сформирован на поверхности Si(400) методом электронно-лучевой литографии с последующим напылением пленки Au толщиной 2000 \AA . После операции "lift-off" на поверхности Si подложки остается Au фазосдвигающая дифракционная решетка.

Второй тип дифракционной решетки был сформирован также с использованием методом электронно-лучевой литографии. После процесса литографии на резист была напылена пленка Ni толщиной 100 \AA . После операции "lift-off" на поверхности Si подложки остается Ni решетка, которая используется в качестве маскирующего покрытия для последующего профилирования Si подложки методом плазмохимического травления. На рис. 1 представлена РЭМ-микрофотография Si дифракционной решетки с периодом $D=1 \text{ мкм}$.

На рис 2 схематично представлена оптическая схема трехкристального рентгеновского дифрактометра для измерения дифракционных свойств дифракционных решеток. В ходе исследований были измерены кривые качания, дифракционные

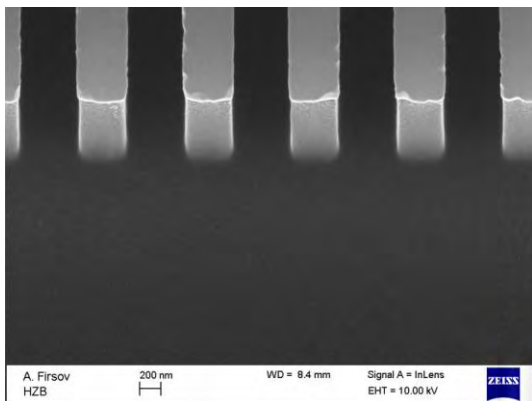


Рис. 1. Микрофотография Si(400) дифракционной решетки с периодом 1 мкм , изготовленной методом плазмохимического травления Si.

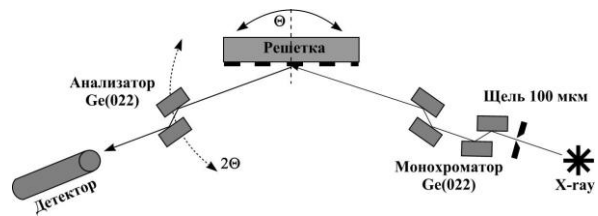


Рис. 2. Схема трехкристального рентгеновского дифрактометра.

спектры и карты распределения дифрагированной рентгеновской интенсивности. В случае измерения кривых качания угловая расходимость между дифракционными сателлитами определяется как

$$\delta\Theta = d/D, \quad (1)$$

где d - межплоскостное расстояние для плоскостей (400), а $D=1 \text{ мкм}$ – период дифракционной решетки. В случае измерения дифракционных кривых угол выхода дифракционных сателлитов по отношению к поверхности кристалла определяется как

$$\cos\Theta_m = \cos\Theta_B + m(\lambda/D), \quad (2)$$

где Θ_m - угол выхода m -го порядка дифракции по отношению к поверхности кристалла, Θ_B - брэгговский угол падения рентгеновского излучения на исследуемую дифракционную решетку, $\lambda=1.54 \text{ \AA}$ - длина волны рентгеновского излучения, $D=1 \text{ мкм}$ - период дифракционной решетки, $m=\pm 1, \pm 2, \pm 3, \dots$ - номер дифракционного порядка.

На рис. 3-5 представлены результаты исследования Au фазовой дифракционной решетки. На двумерной карте распределения дифрагированной интенсивности (рис. 3) можно наблюдать реальное двумерное распределение дифрагирован

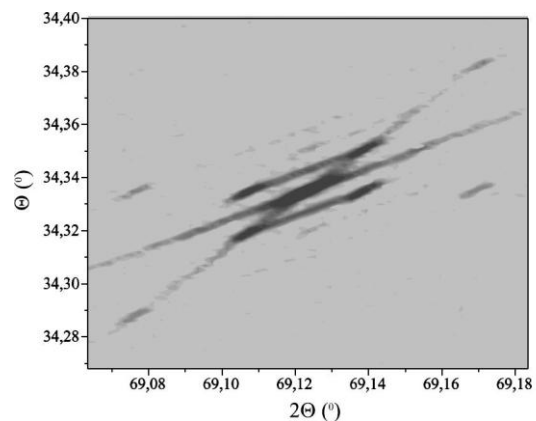


Рис. 3. 2D карта распределения рентгеновского излучения, дифрагированного на Au дифракционной решетке с периодом $D=1 \text{ мкм}$.

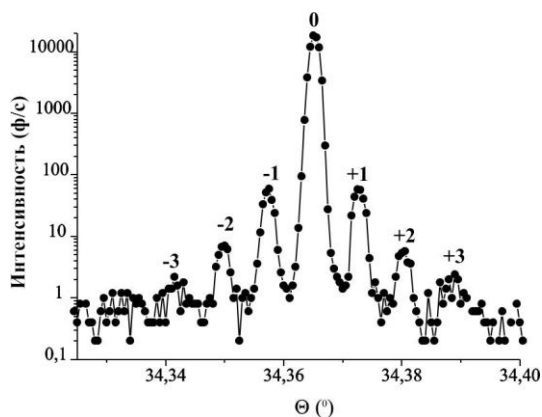


Рис. 4. Кривая качания Au дифракционной решетке с периодом $D=1$ мкм.

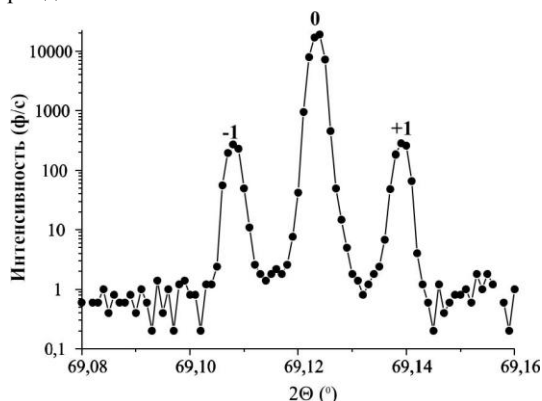


Рис. 5. Дифракционная кривая Au дифракционной решетке с периодом $D=1$ мкм.

ной интенсивности, связанное с тем, что данная фазовая дифракционная решетка является двумерной решеткой, то есть с одной стороны есть поверхностная Au решетка, а с другой стороны данная решетка формирует перераспределение интегральной плотности вглубь кристалла, создавая, таким образом, периодическую модуляцию плотности и, соответственно, объемную решетку в кристалле кремния. Из рис. 3 видно, что для измерения дифракционных спектров и кривых качания данной решетки необходимо использовать только трехкристальную схему измерения, так как только в данном случае можно достоверно измерить спектры дифрагированного излучения.

На рис. 4 представлена кривая качания Au дифракционной решетки, а на рис. 5, соответственно, представлена дифракционная кривая данной Au решетки. Угловые положения дифракционных сателлитов на кривой качания и дифракционной кривой соответствуют расчетным значениям из выражений (1)-(2).

На рис. 6-7 представлены результаты исследования дифракции рентгеновского излучения на Si(400) дифракционной решетке с периодом $D=1$ мкм. Из двумерной карты распределения дифрагированной рентгеновской интенсивности на рис.

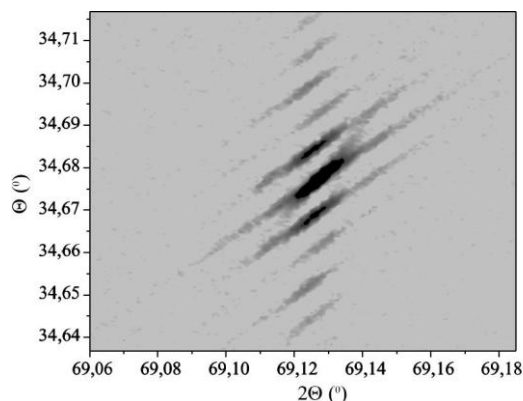


Рис. 6. 2D карта распределения рентгеновского излучения, дифрагированного на Si дифракционной решетке с периодом $D=1$ мкм.

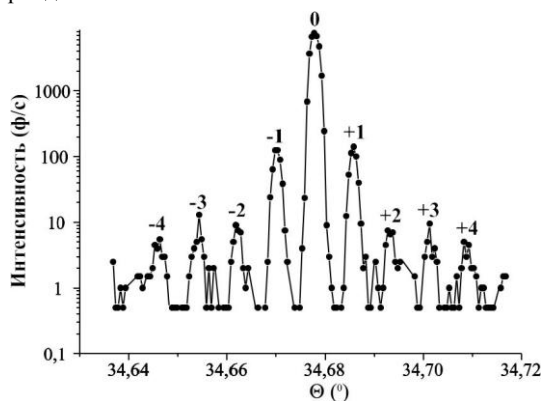


Рис. 7. Кривая качания Si дифракционной решетке с периодом $D=1$ мкм.

6 видно, что распределение носит одномерный характер, т.е. в данном случае можно наблюдать дифракционные сателлиты только на кривой качания и нельзя наблюдать дифракционные порядки на дифракционной кривой. На рис. 7 представлена кривая качания Si дифракционной решетки, на которой можно наблюдать большое количество дифракционных сателлитов. Угловая расходимость между дифракционными сателлитами на кривой качания соответствует расчетному значению из выражения (1). Следует отметить, что на рис. 6 можно наблюдать небольшое различие положения четных и нечетных дифракционных сателлитов по углу 2θ , что требует проведения дальнейших исследований. Можно, однако, предположить, что данные сдвиг может быть связан с различием фазового сдвига для четных и нечетных порядков дифракции и преломлением рентгеновского излучения на границе Si/вакуум.

Таким образом, проведенные исследования демонстрируют различие дифракционных свойств фазовых дифракционных решеток, сформированных за счет глубокого травления Si подложки и за счет формирования Au фазового сдвигающего слоя.

Дифракция рентгеновского излучения на сегнетоэлектрической доменной структуре в 127° Y' -срезе кристалла $LiTaO_3$

Д.В. Рощупкин, Д.В. Иржак, Е.В. Емелин

¹ Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт проблем технологии микроэлектроники и особо чистых материалов РАН, Черноголовка

rochtch@iptm.ru

Возможность формирования доменных структур в сегнетоэлектрических кристаллах $LiNbO_3$ и $LiTaO_3$ играет большое значение для развития опто- и акустоэлектроники. В оптоэлектронике доменные структуры применяются для удвоения частоты оптического излучения и в качестве оптических дифракционных решеток, а в акустоэлектронике доменные структуры являются эффективным устройством для генерации поверхностных и объемных акустических волн.

Для формирования доменных структур сегодня можно использовать как ростовые, так и послеростовые методы. Наибольший интерес представляют послеростовые методы формирования доменных структур, которые, используя методы прямой электронно-лучевой переполаризации или атомно-силовой микроскопии, позволяют формировать доменные структуры с шириной доменов менее 1 мкм.

В настоящей работе рассмотрены вопросы формирования доменной структуры в 127° Y' -срезе кристалла $LiTaO_3$ с использованием метода прямой электронно-лучевой переполаризации. На рис. 1 схематично представлен процесс электронно-лучевой переполаризации 127° Y' -среза кристалла $LiTaO_3$. Для исследований были использованы подложки толщиной 300 мкм. В Y' -срезе кристалла $LiTaO_3$ полярная ось Z составляет 37° с поверхностью подложки. Процесс электронно-лучевой переполаризации осуществляется на $-Z'$ поверхности подложки. Особенностью процесса электронно-лучевой переполаризации кристалла $LiTaO_3$ является то, что доменная структура прорастает от отрицательной поверхности к положи-

тельной поверхности и процесс переполаризации является контролируемым. В кристаллах $LiNbO_3$ процесс переполаризации осуществляется также путем электронно-лучевой литографии на отрицательной поверхности подложки, а процесс переполаризации начинается с положительной поверхности и идет к отрицательной поверхности.

Процесс переполаризации 127° Y' -среза кристалла $LiTaO_3$ был выполнен на установке Zeiss EVO50.

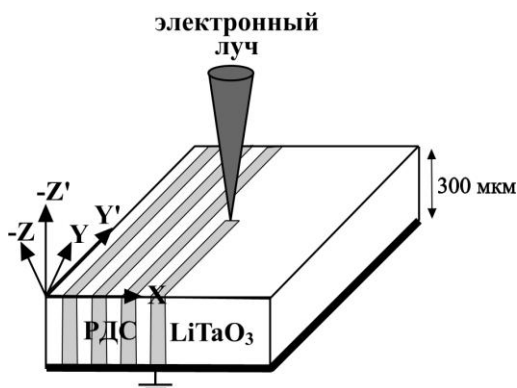


Рис. 1. Схема прямой электронно-лучевой переполаризации 127° Y' -среза кристалла $LiTaO_3$.

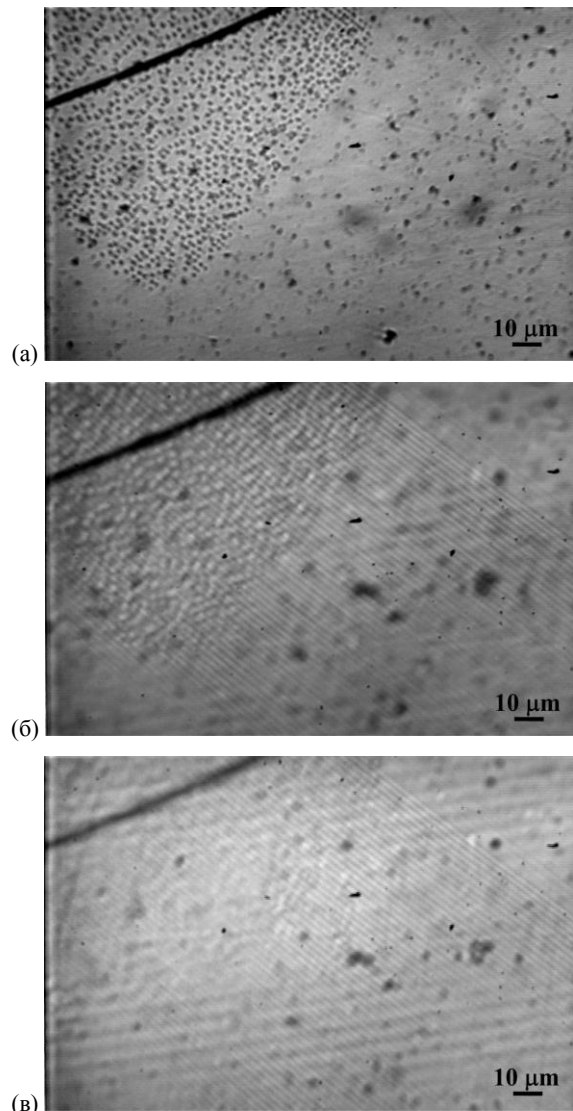


Рис. 2. Сегнетоэлектрическая доменная структура, сформированная методом прямой электронно-лучевой переполаризации 127° Y' -среза кристалла $LiTaO_3$: (а) $-Z'$ поверхность, (б) объем кристалла, (в) $+Z'$ поверхность. Ширина доменов 1 мкм.

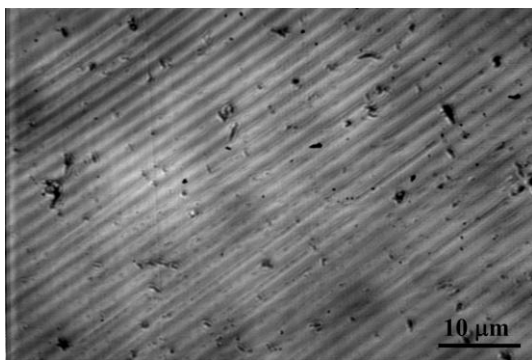


Рис. 3. Сегнетоэлектрическая доменная структура, сформированная методом электронно-лучевой реполяризации 127° Y' -среза кристалла $LiTaO_3$ на $+Z'$ поверхности. Ширина доменов 1 мкм.

На рис. 2 приведены микрофотографии доменной структуры, сформированные методом прямой электронно-лучевой реполяризации. Ширина доменов составляет 1 мкм. Общая площадь реполяризации на поверхности подложки составила 400×400 мкм². Для визуализации доменной структуры был использован метод селективного химического травления в смеси кислот $Hf:HNO_3$, так как соседние домены имеют разные скорости травления вдоль положительных отрицательных направлений полярных осей Z и Y . На $-Z'$ поверхности, на которой осуществляется процесс электронно-лучевой литографии, в процесс травления формируются пирамидки травления (рис. 2(а)). На рис. 2(б) хорошо видны $-Z'$ и $+Z'$ поверхности подложки. Хорошо видно, что изображения доменных структур на двух поверхностях смещены друг относительно друга. Это означает, что доменная структура растет не по нормали к поверхности подложки, а вдоль полярной оси Z под углом 37° к поверхности кристалла. Так процесс ри-

сования осуществлялся на поверхности подложки вдоль оси Y' , то и смещение доменной структуры происходило строго вдоль оси Y' . На рис. 2(в) приведено изображение $+Z'$ поверхности подложки, на которой доменная структура выявлена в виде строго периодических канавок, период которых составляет 2 мкм при ширине домена 1 мкм.

На рис. 3 представлено изображение $+Z'$ поверхности подложки кристалла $LiTaO_3$ при более высоком увеличении.

Также сформированные доменные структуры были исследованы методом высокоразрешающей рентгеновской дифрактометрии на 4-х круглом рентгеновском дифрактометре Bruker D8 DISCOVER. Были измерены кривые качания как непосредственно доменной структуры в кристалле, так и селективно протравленной доменной структуры на $+Z'$ поверхности подложки кристалла $LiTaO_3$. Для измерения кривых качания было использовано отражение от атомных плоскостей (104), параллельных поверхности кристалла. наличие периодической доменной структуры приводит к появлению дифракционных сателлитов на кривой качания. Угловая расходимость между дифракционными сателлитами на кривой качания определяется из выражения

$$\delta\Theta = \lambda/D,$$

где λ - длина волны рентгеновского излучения, а в D - сегнетоэлектрической доменной структуры, равной ширине двух доменов. Соседние домены различаются между собой не только направлениями полярных осей, но и значениями структурных факторов соседних доменов. Также на процесс дифракции рентгеновского излучения существенное значение оказывают деформации на доменных границах.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант № 10-02-00117-а).

Многослойные зеркала La/B₄C для спектральной области вблизи 6,7 нм

М.М. Барышева, Ю.А. Вайнер, С.Ю. Зуев, В.Н. Полковников,
Н.Н. Салащенко, С.Д. Стариков

Институт физики микроструктур РАН, Н. Новгород

polkovnikov@ipmras.ru

В настоящее время основное внимание различных научных групп сосредоточено на разработке и изготовлении литографического оборудования для рабочей длины волны $\lambda = 13,5$ нм. Фактически достигнутое на данный момент пространственное разрешение оборудования (размер элемента) составляет 22 нм. [1] В рамках технологии 13,5 нм просматриваются пути достижения в пределе 16 нм. Дальнейшее же снижение размера элемента может быть связано только с уменьшением рабочей длины волны. В настоящее время наиболее перспективной видится длина волны 6,7 нм.

Поскольку рассматриваемая область длин волн находится вблизи края поглощения бора В, высокоотражающие многослойные зеркала могут быть созданы на основе бора или борсодержащих соединений. Теоретически лучшими отражательными характеристиками в окрестности 6,7 нм обладают зеркала на основе лантана и бора La/B (пиковый коэффициент отражения достигает 80%). Однако чистый бор чрезвычайно трудно распылять стандартными методами магнетронного распыления. Поэтому вместо него применяются различные карбиды бора. Наиболее часто В₄С.

Теоретический предел пикового коэффициента отражения для структур La/B₄C составляет величину порядка 63%. Однако на практике коэффициент отражения зеркал La/B₄C достигает 44%.

В работе [2] наиболее вероятной причиной наблюдаемого расхождения между расчетными и экспериментально полученными значениями коэффициентов отражения в мягком рентгеновском диапазоне названо уширение переходных областей на границах раздела материалов в структуре.

Кроме того, там же отмечена низкая плотность слоёв лантана в плёнках, образующих структуру, что также приводит к снижению коэффициента отражения.

В рамках данной работы изучалось влияние протяжённости переходных областей на коэффициент отражения многослойных зеркал La/B₄C в области мягкого рентгеновского излучения. Для уменьшения переходных областей применялся метод осаждения буферных слоёв.

Метод основан на нанесении между плёнками основной структуры слоёв третьего материала меньшей, чем ширина переходной области, толщины. Третий материал не должен вступать в химическое взаимодействие с базовыми и при том, что толщина его меньше переходной границы, даже в случае некоторого увеличения суммарного поглощения в структуре можно добиться роста коэффици-

ента отражения за счёт создания более резкой границы (большого градиента диэлектрической проницаемости).

Первичной задачей, требующей решения, является выбор материала буфера.

Базовой структурой в данной работе являлось многослойное отражающее покрытие на основе La/B₄C с периодом $d = 3,45$ нм. Его пиковый коэффициент отражения на $\lambda = 6,7$ нм составлял 40%. Подгонка параметров структуры методом экспресс-оценки ширины границ раздела [2] дала следующие значения для межслоевых шероховатостей: ширина переходной области La-на-B₄C составляет величину порядка 0,75 нм, B₄C-на-La 0,35 нм. При этом плотности материалов выбраны на уровне $\rho_{La} = 5,40$ г/см³, $\rho_{B_4C} = 1,8$ г/см³ (при табличных значениях $\rho_{La}^T = 6,17$ г/см³, $\rho_{B_4C}^T = 2,0$ г/см³).

На рисунке 1 приведены результаты теоретического расчёта коэффициентов отражения La/B₄C-зеркал без барьерных слоёв и с барьерными слоями на основе С, Cr, Мо и Sc ($\lambda = 6,7$ нм). Параметры основной структуры подобраны в соответствии с указанными выше значениями. Барьерные слои всех элементов в расчётах имели толщину 0,3 нм. При этом и переходные области La-на-B₄C уменьшена до 0,3 нм. Здесь учитываются только оптические свойства материалов и не учитывается их взаимное влияние на свойства друг друга.

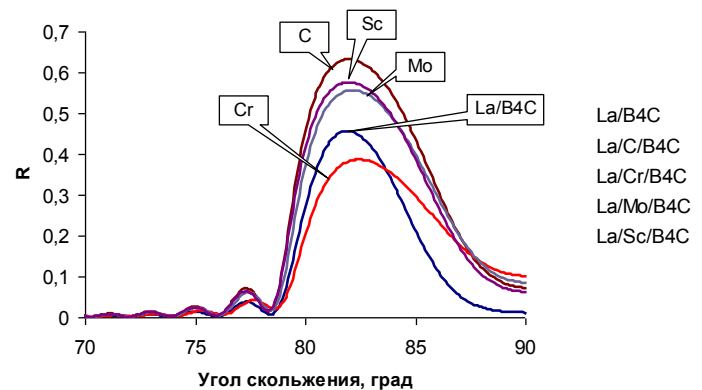


Рис. 1. Угловые зависимости коэффициентов отражения La/B₄C-структур без барьерных слоёв и с барьерными слоями четырёх элементов ($\lambda = 6,7$ нм).

Снижение коэффициента отражения наблюдается только в случае применения в качестве барьерного слоя Cr из-за его высокого поглощения. Пиковый коэффициент отражения структур с Mo и Sc (и олова Sn) достигает 55-57%. Однако эксперименты, проведенные в [] не подтвердили эффектив-

ности применения в качестве буфера Mo или Sn. В лучшем случае их применение не приводит к снижению коэффициента отражения.

Вследствие относительной малой величины поглощения углерода (и замещения им части более поглощающего лантана) отражение от структур с барьерными слоями на его основе может приближаться уже к 63%. Таким образом по оптическим характеристикам наиболее оптимальным материалом буфера представляется углерод.

На первом этапе проводились эксперименты с барьерными слоями на основе углерода в La/B₄C-зеркала с периодом около 7,6 нм. Выбор периода обусловлен следующими соображениями. При толщинах индивидуальных слоёв порядка 4 нм отличие реальных плотностей материалов от их табличных значений можно пренебречь. В то же время ширины переходных областей остаются теми же, что и в случае короткопериодных зеркал. Таким образом отличие экспериментальных коэффициентов отражения длиннопериодных зеркал от расчётных значений обуславливается только межслоевой шероховатостью, включающей и ширину переходной границы.

Барьерные слои С наносились как на различные границы раздела отдельно, так и на обе одновременно. При этом в экспериментах толщина углерода варьировалась от 0,45 нм до 0,75 нм.

На рисунке 2 приведена экспериментальная зависимость отражательных характеристик зеркал La/B₄C от толщины барьерного слоя С, осаждённого на поверхность лантана.

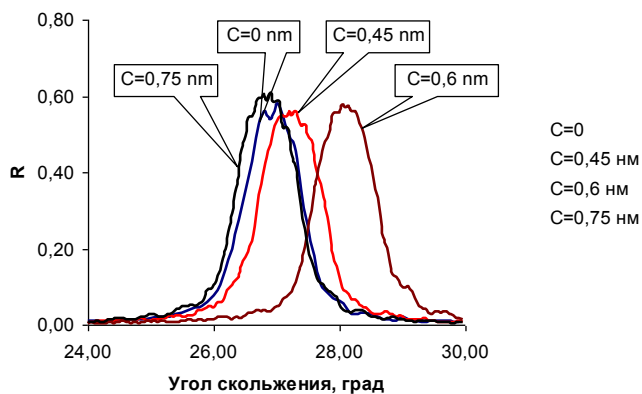


Рис. 2. Отражательные характеристики La/B₄C-зеркал с барьерными слоями С (толщина 0-0,75 нм), измеренные на $\lambda=6,7$ нм.

Исходное зеркало (без углерода) имеет пиковый коэффициент отражения около 56%. Осаждение углерода толщиной 0,45 нм в пределах погрешности измерений не даёт какого-либо эффекта. Дальнейшее увеличение содержания углерода сопровождается ростом пикового коэффициента от-

ражения, достигающего при $d_c=0,75$ нм величины 59,5%. Частично это можно объяснить уменьшением суммарного поглощения структуры за счёт замещения некоторой доли лантана менее поглощающим в данном диапазоне длин волн углеродом. Насколько велико значение этого фактора и каков вклад антидиффузионного эффекта, ещё предстоит уточнить.

Нанесение барьерного слоя на другую границу раздела (La на B₄C) приводит к аналогичным результатам. Максимальный эффект достигается при осаждении углерода сразу на две границы раздела. осаждение только 0,45-нанометровых барьерных слоёв позволяет достичь величины пикового коэффициента отражения в 61%.

На втором этапе исследований проводилось изучение влияния разделительных слоёв углерода на отражательные характеристики La/B₄C-зеркал нормального падения с периодом около 3,5 нм. Углерод осаждался либо на ту, либо на другую границу раздела. В экспериментах изучались барьерные слои двух толщин: 0,45 и 0,3 нм. Образцы сравнивались с зеркалом La/B₄C без барьерных слоёв ($R=40\%$, $\lambda/\Delta\lambda=116$).

Зависимость отражательных характеристик короткопериодных зеркал от параметров барьера оказалась принципиально иной, чем в случае зеркал с периодом 7,6 нм.

При осаждении 0,45 нм С на поверхность La $R=41\%$, $\lambda/\Delta\lambda=104$ (образец РМ1149).

При осаждении 0,45 нм С на поверхность B₄C $R=43\%$, $\lambda/\Delta\lambda=105$ (образец РМ1150).

При осаждении 0,3 нм С на поверхность B₄C $R=45\%$, $\lambda/\Delta\lambda=108$ (образец РМ1151).

Можно видеть, что осаждение углерода на поверхность карбида бора приводит к большему положительному эффекту. Это согласуется с предположением о том, что более протяжённой границей является La-на-B₄C. Снижение толщины углерода сопровождается ростом пикового коэффициента отражения.

Таким образом показано, что нанесением слоя углерода можно добиться увеличения пикового коэффициента отражения минимум на 5%.

Работа поддержана грантами РФФИ 10-02-00957-а, 11-02-00597-а, 11-02-97109-р_поволжье_a, ФЦП «Научные и научно-педагогические кадры инновационной России на 2009-2013 годы».

1. Haran V et al. IEDM Proc. 625 (2008).

2. Андреев С.С.. Многослойные зеркала на основе La/B₄C и La/B₉C для спектральной области аномальной дисперсии бора (длин волны 6.7 нм) / С.С. Андреев, М.М. Барышева, Н.И. Чхало и др // Журнал технической физики, 2010, том 80, вып. 8, с. 93-100.

Дифракционные механизмы изображения дислокаций в рентгеновской топографии

Э.В.Суворов, И.А.Смирнова

Институт физики твердого тела РАН, Черноголовка

suvorov@issp.ac.ru

Методами численного моделирования и экспериментальной секционной рентгеновской топографии изучены закономерности образования дифракционного изображения дислокаций. Изучение рассеяния рентгеновских лучей на неоднородностях кристаллической решетки, связанных с дефектами, представляет интерес по нескольким причинам. Во-первых, контраст дефектов связан с фундаментальной проблемой – развитие динамической теории рассеяния рентгеновского излучения для случаев реального кристалла. Во-вторых, знания особенностей дифракции позволяют качественно, а в ряде случаев и количественно, анализировать рентгеновский дифракционный контраст дефектов кристаллической решетки [1-4].

Анализ изображения дислокаций в методах рентгеновской секционной топографии показывает, что механизмы образования изображения сильно зависят от величины градиента функции локальных разориентаций отражающих плоскостей. В представленной работе рассмотрен случай винтовых дислокаций, ориентированных вдоль вектора дифракции с мощностью поля $(\mathbf{g}\mathbf{b}) > 10$.

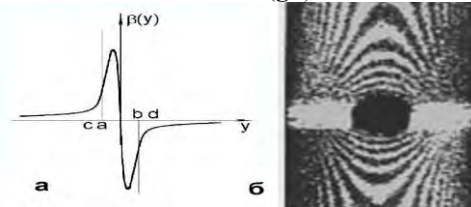


Рис.1. Сечение функции локальных разориентаций при $x=0$ – а); секционная топограмма с изображением винтовой дислокации, отражение (220), излучение $\text{MoK}\alpha$, толщина кристалла $t=750$ мкм, $(\mathbf{g}\mathbf{b})=12$.

На рис.1а схематически показано сечение функции локальных разориентаций кристаллической решетки при $x=0$. В областях $(y \geq [c, d])$, где функция локальных разориентаций меняется достаточно медленно на расстояниях экстинкционной длины, рентгеновское волновое поле успевает подстраиваться под изменяющуюся решетку (для описания здесь удобно применять геометрическую оптику рентгеновских лучей), возникает изгиб и смещение траекторий блоховских волн, набегают дополнительные разности фаз, образуются новые интерференционные контуры, изгибаются старые. Таким образом, формируется интерференционная картина, представленная на секционной топограмме (Рис.1б). Этот механизм формирования динамического изображения был описан в работе [5].

Совершенно другие факторы начинают работать в локальных областях, где $y < [a, b]$, и кристаллическая решетка выходит за пределы области отражения. Локальные области кристаллической решетки, находящиеся в отражающем положении, и области, вышедшие за пределы брэгговского отражения, можно разделить условной псевдограницей. Тогда на такой границе должно возникать рассеяние, очень похожее на эффект Бормана-Лемана. Следовательно, здесь наиболее ярко проявляется механизм межветвевое рассеяния (interbranch scattering). Как было показано в работах [6-8], это явление вносит наибольший вклад в формирование дифракционного изображения. В реальной ситуации, конечно, никакой резкой границы нет – кривая отражения – это плавная кривая. Поэтому речь в данном случае может идти лишь о величине рассеянной интенсивности.

В представленной работе методами численного моделирования и экспериментальной секционной топографии исследованы закономерности дифракции рентгеновского излучения в тонком кристалле для случая, когда ось дислокации располагается параллельно вектору дифракции. Компьютерное моделирование проводилось для трех видов функции локальных разориентаций, сечения которых представлены на рис 2.

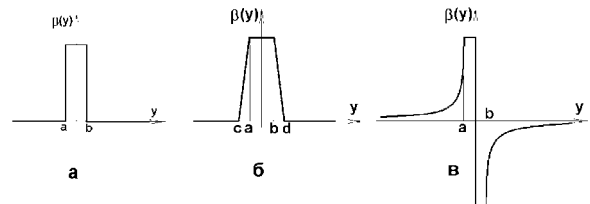


Рис.2. Модели сечений функции локальных разориентаций кристаллической решетки при $x=0$.

Для случая функции локальных разориентаций, изображенной на рис 2а, как было показано в работе [6], формируется пятно прямого изображения. На рис.3. представлены соответствующие результаты моделирования.

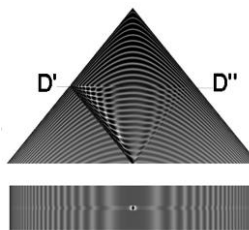


Рис.3. Треугольник рассеяния и секционная топограмма для случая функции локальных разориентаций, соответствующая рис2а. Размеры области $[a, b]=10$ мкм.

Размеры пятна прямого изображения определяются размерами области $[a, b]$, где кристалл выходит из отражающего положения. Этот факт иллюстрируется на рис.4, где

приведены результаты моделирования секционного изображения дислокаций для двух случаев области $[a, b]$, равной 10 мкм и 30 мкм.

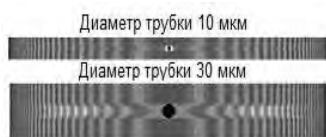


Рис.4. Смоделированные секционные топограммы для двух размеров искаженных областей.

В случае, если область разориентаций не выходит из отражающего положения, прямое изображение может вообще отсутствовать.

Анализ треугольника рассеяния показывает, что прямое изображение формируется в результате интерференции множества волн, возникающих вблизи оси дислокации по всему сечению треугольника рассеяния. Взаимодействие цилиндрической области кристалла, вышедшей из отражающего положения, с максимумами волнового поля внутри треугольника рассеяния вызывает межветвевое рассеяние (нормальные и аномальные волны), приводящее к появлению множества дифрагированных лучей в брэгговском направлении. Однако, вся интерференционная картина скрывается за ярким пятном прямого изображения, т.к. используемая модель функции локальных разориентаций имеет П-образный вид.

Другая картина будет наблюдаться для случая локальной разориентации, представленной на рис.2б. Здесь треугольник рассеяния пересекается не цилиндром, как в предыдущем случае, а конусообразной поверхностью. В этой ситуации пятно прямого изображения в зависимости от ориентации конической поверхности может быть меньше области дифракционного изображения. Тогда будет наблюдаться тонкая структура прямого изображения.

Картина более близкая к реальности будет наблюдаться в случае использования модели локального поля разориентаций, показанного на рис. 2в. Следующий рисунок иллюстрирует эту ситуацию.

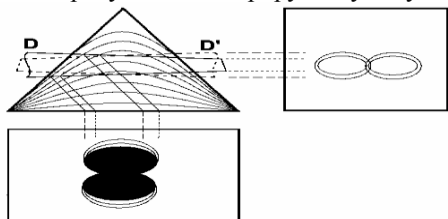


Рис.5. Реконструкция образования тонкой структуры изображения дислокации, соответствующая модели поля разориентаций, приведенного на рис.2в.

Изменение знака локальной разориентации на соседних конических поверхностях соответствует изменению знака вектора дифракции. Зачерненные участки изображения на нижней проекции иллюстрируют образование прямого изображения. Интерференционная структура в этом случае хорошо видна.

Двумерное изображение реальной функции локальных разориентаций для винтовой дислокации показано на рис.6. Это - двух лепестковая ро-

зетка и её форма очень похожа на форму прямого изображения дислокации.

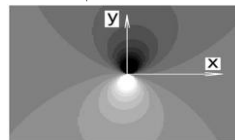


Рис.6. Сечение функции локальных разориентаций для винтовой дислокации.

На рис.7 показаны компьютерное моделирование плоскости рассеяния, соответствующая численная секционная топограмма и экспериментальное изображение винтовой дислокации с дифракционной мощностью $(gb)=24$.

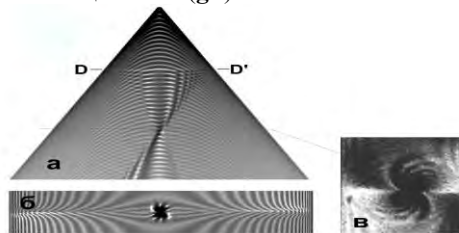


Рис.7. а) – численное моделирование треугольника рассеяния; б) – рассчитанная секционная топограмма; в) – соответствующая экспериментальная секционная топограмма.

Сопоставление численных и экспериментальных секционных топограмм показывает хорошее согласие и, следовательно, подтверждает правильность приведенной выше интерпретации.

Таким образом, каждая точка сильно искаженной области упругого поля вблизи ядра дислокации как бы становится источником нового волнового поля, распространяющегося под дислокацией в новом треугольнике рассеяния, аналогично тому, как происходит рассеяние на границе раздела [9, 10]. Это "новое поле" когерентно с первичным полем, т.к. порождено им за счет межветвевое рассеяние и, следовательно, интерферирует с первичным волновым полем, образуя наблюдаемое дифракционное изображение дислокации.

1. Authier, A. *Dynamical Theory of X-Ray Diffraction* // Oxford: Science Publications, 2001, 734 P.
2. Bowen, D.K., *High Resolution X-Ray Diffractometry and Topography* / Bowen, D.K., Bowen D.K., Tanner B.K. // London: Taylor & Francis Group, 1998, 273 P
3. Azaroff, L.V. / *X-rays diffraction* // New York, McGraw-Hill Book Company 1974. 617 P
4. Хирш, П. *Электронная микроскопия тонких кристаллов* / Хирш, П., Хови А., Николсон Р., Пэшли Д., Уэлан // М.Мир, М. 1968. 574 С.
5. Suvorov E.V. / Suvorov E.V., Polovinkina V.I., Nikitenko V.I., Indenbom V.L. // *Phys. Stat. Sol.* 1974. (a) 26. 1 385.
6. Суворов Э.В. / Суворов Э.В., Смирнова И.А. // *ФТТ*. 2010. Т.52. №12, С.2325
7. Суворов Э.В. / Суворов Э.В., Смирнова И.А. // *ФТТ* 2010. Т. 52. №2. С.241
8. Шульпина И.Л. / Шульпина И.Л., Суворов Э.В. // *Известия РАН. Серия физическая*, 2010. Т.74, №11. С.1547.
9. Borrmann G. / Borrmann G. Lehmann K., // *Z.Crystallogr.* 1967. V. 5.4.
10. Суворов Э.В. / Суворов Э.В., Смирнова И.А., Шулаков Е.В. // *Поверхность. Рентген., синхротр. и нейтр. исслед.* 2005. № 8. С7.

Интегрированный источник эталонной сферической волны на основе одномодового волокна с субволновой выходной апертурой для дифракционной интерферометрии

Д.Г. Волгунов, А.Ю. Климов, Н.А. Короткова, Н.Н. Салащенко,
М.Н. Торопов, Н.И. Чхало, А.В. Щербаков

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики микроструктур
Российской академии наук (ИФМ РАН), Афонино

toropov@ipm.sci-nnov.ru

В настоящее время традиционно для контроля формы поверхностей и aberrаций оптических элементов и систем с субнанометровой точностью применяются дифракционные интерферометры. Они используют в качестве эталона сравнения сферическую волну, которая образуется при дифракции света на точечном отверстии порядка длины волны в непрозрачном экране. Экран играет дополнительно роль зеркала, от которого отражается рабочий фронт, идущий от исследуемой оптической поверхности.

Традиционно в качестве источника сферической волны (ИСВ) используют одномодовое оптическое волокно с хорошо отполированным торцом, на который нанесено полупрозрачное металлическое покрытие [1] и субмикронные отверстия (pin-hole) в металлическом экране, изготовленные методами электронной и ионной литографии [2,3]. Основным недостатком первого типа источника является низкая рабочая апертура, обусловленная большим, несколько микрометров, диаметром источника. Источники на основе pin-hole имеют практически любую апертуру дифрагированной волны, так как легко реализуется условие $\lambda/d > 1$, где λ – длина волны и d – диаметр отверстия. Однако, как было показано в [3] из-за влияния aberrаций первичной оптики, фокусирующей излучение на отверстие, точности юстировки оси пучка по отношению к отверстию, а так же взаимодействия вторичных волн с материалом экрана [4], приемлемое качество дифракционной волны так же достигается в относительно малых апертурах.

В ИФМ РАН был предложен и активно развивается альтернативный подход, заключающийся в использовании одномодовых волокон с зауженной до субволновых размеров выходной апертурой [5]. Заострение волокна производилось методами химического травления по технологии, аналогичной [6]. Практика показала, что из-за выпуклой формы выходной апертуры источника излучения взаимодействие внеосевых лучей с металлической границей апертуры уменьшается, что увеличивает числовую апертуру эталонного сферического фронта, в которой aberrации лежат в субнанометровой области до $NA=0,5-0,6$. Основным недостатком, резко снижающим функциональные возможности данного источника, является то, что для отражения рабочего фронта в регистрирующую систему используется дополнительное зеркало, острый край которого устанавливается рядом с

источником. Из-за риска механического контакта и повреждения источник нельзя подвести к краю зеркала на расстояние ближе чем 10-20 мкм. Это приводит к большой величине «клина» между эталонным и рабочим фронтами и, как следствие, большому числу полос интерференционной картины. Из-за ограниченного размера пикселя камеры (6×6 мкм), это приводит к падению точности измерений положения экстремумов интерференционной картины, что в конечном счете не позволяет достичь точности, заложенной потенциально в данном источнике. Стремление уменьшить эту ошибку приводит к тому, что рабочий фронт фокусируется максимально близко к краю зеркала, где качество поверхности наихудшее.

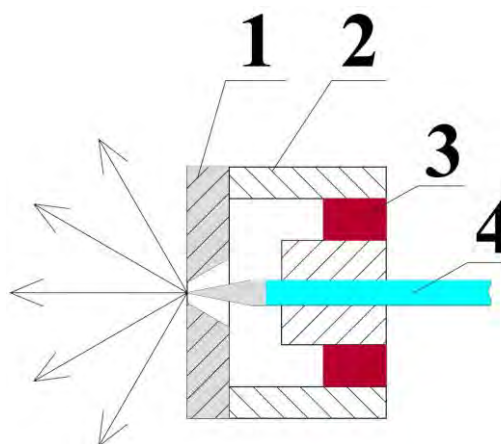


Рис. 1. Схема интегрированного ИСВ. 1 – кремниевая пластина, 2 – металлический корпус, 3 – безусадочный эпоксидный клей, 4 – оптоволоконный источник эталонной сферической волны с зауженной выходной апертурой.

Для решения этой проблемы в данной работе предложена новая конструкция ИСВ, интегрированного с плоским зеркалом. Схема интегрированного источника приведена на рис. 1. Идея источника заключается в использовании в качестве плоского зеркала кремниевой пластины с отверстием, внутрь которого, с помощью прецизионного стола, устанавливается оптоволоконный источник эталонной сферической волны. После юстировки положения источника относительно оси отверстия источник с помощью эпоксидного клея приклеивается к оправе с зеркалом. После затвердевания клея стол убирается и источник готов к установке в интерферометр.

Формирование отверстия в кремнии производилось следующим образом. Бралась пластины кремния Si(100), покрытые с двух сторон слоем нитрида кремния Si_3N_4 толщиной 100 нм. С помощью фотолитографии и химического анизотропного травления в пластине протравливалось окошко в виде четырехгранной усеченной пирамиды до слоя Si_3N_4 . Далее Si_3N_4 мембрана, закрывающая отверстие убиралась в ультразвуковой ванне. Подбирая с помощью фотосаблона размер окна, вскрытого Si_3N_4 на обратной стороне пластины, и контролируя время травления, формировались отверстия с различной выходной апертурой, от 10 до 50 мкм. На рис. 2. приведено электронно-микроскопическое изображение подобного окна. После этого на рабочую сторону пластины методом вакуумного напыления наносился отражающий слой.

Фотография источника с заведенным в него светом и установленного в отверстие пластины, и приклеенного к корпусу приведена на рис. 3.

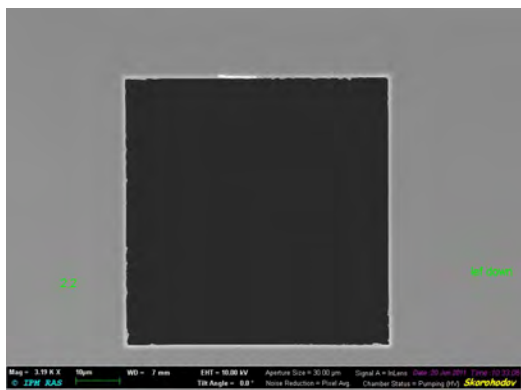


Рис. 2. Электронно-микроскопическое изображение окна, протравленного в кремниевой пластине.

Изучение формы поверхности пластины в окрестности края с помощью интерференционного микроскопа показало существенно лучшую, прак-

тически «идеальную», плоскостность поверхности вплоть до границы отверстия, по сравнению с традиционным краем зеркала, получаемым методом механического шлифования и полирования. Поэтому, наряду с удобством работы мы ожидаем повышение точности измерений интерферометра с дифракционной волной сравнения.

Работа поддержана грантами РФФИ 09-02-00912, 10-02-00957, 11-02-00597, 11-02-00589, 11-02-00961, 11-02-97109, ФЦП «Научные и научно-педагогические кадры инновационной России на 2009–2013 годы» и Минобрнауки РФ по ГК 16.552.11.7007.

1. Sommargren, G.E. Diffraction methods raise interferometer accuracy / G.E. Sommargren // Laser Focus World. 1996. V.8. P.61-71.

2. Naulleau, P.P. Extreme-ultraviolet phase-shifting point-diffraction interferometer: a wave-front metrology tool with subangstrom reference-wave accuracy / P.P. Naulleau, K.A. Goldberg, S.H. Lee, C.Chang, D. Attwood, J. Bokor // Appl. Opt. 1999. V.38, No.35. P. 7252-7263.

3. Otaki, K. Development of the point diffraction interferometer for extreme ultraviolet lithography: Design, fabrication, and evaluation / K. Otaki, K. Ota, I. Nishiyama, T. Yamamoto, Y. Fukuda, S. Okazaki // J. Vac. Sci. Technol B. 2002. V.20, No.6. P.2449-2458.

4. Chkhalo, N.I. A plane wave diffraction on a pin-hole in a film with a finite thickness and real electrodynamic properties / N.I. Chkhalo, I.A. Dorofeev, N.N. Salashchenko, M.N. Toropov // SPIE. 2008. V.7025. P.702507.

5. Chkhalo, N.I. A source of a reference spherical wave based on a single mode optical fiber with a narrowed exit aperture / N.I. Chkhalo, A.Yu. Klimov, V.V. Rogov, N.N. Salashchenko, and M.N. Toropov // Rev. Sci. Instrum. 2008. V.79. P.033107.

6. Дряхлушин, В.Ф. Зонд сканирующего ближне-полюсного оптического микроскопа / В.Ф. Дряхлушин, А.Ю. Климов, В.В. Рогов, С.А. Гусев // ПТЭ. 1998. №2. С.138-139.



Рис. 3. Фотография интегрированного ИСВ с заведенным в него светом.

Стенд низкокогерентного светосильного интерферометра с дифракционной волной сравнения

Н.Н. Салащенко, М.Н. Торопов, Н.И. Чхало, А.В. Щербаков

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики микроструктур Российской академии наук (ИФМ РАН), Афонино

toropov@ipm.sci-nnov.ru

В настоящее время для контроля формы поверхностей и aberrаций оптических элементов и систем с субнанометровой точностью в ИФМ РАН развивается дифракционная интерферометрия. Для этих целей в институте был разработан интерферометр с дифракционной волной сравнения (ИДВС), использующий сферический фронт, образованный на выходе одномодового оптического волокна с зауженной до субволновых размеров выходной апертурой, в качестве эталонного [1]. Одним из главных недостатков традиционных ИДВС является то, что исследуемая деталь и регистрирующая система освещаются боковыми, наиболее aberrированными частями фронта эталонной сферической волны, что резко уменьшает рабочую апертуру интерферометра и точность измерений. Благодаря особенностям источника эталонной сферической волны, предложенного и развиваемого авторами, удалось найти решение этой проблемы. В [2] нами была предложена новая схема интерферометра с дифракционной волной сравнения использующая не один, а два источника эталонной сферической волны.

Схема интерферометра приведена на рис. 1. Принцип ее работы заключается в том, что оси источников совпадают с осями исследуемой детали и наблюдательной системы (детектора). Соответственно, в интерферометре работают центральные, наименее aberrированные части фронтов. Для избегания паразитной интерференции, которая может образоваться в результате прямого взаимодействия сферических фронтов источников, а также при взаимодействии части эталонного фронта, отраженного от исследуемой поверхности, с этим же фронтом, используется низкокогерентный свет. В качестве источника света используется суперлюминисцентный диод с центральной длиной волны 680 нм и длиной когерентности по паспорту 20 мкм.

Блок-схема интерферометра и его фотография приведены на рис. 2 и рис. 3. Особенностью схемы формирования двух когерентных фронтов является использование двухстадийной линии задержки рабочего и эталонного фронтов, включающей отрезки оптоволокон, позволяющих изменять дискретно задержку между фронтами вплоть до десятков метров, и оптико-механическую систему, изменяющую задержку

непрерывно с шагом 1 мкм в диапазоне 300 мм. В обоих каналах устанавливаются поляризационные контроллеры (ПК), с помощью которых формируется линейная и в одной плоскости поляризация света на выходе одномодового оптического волокна для максимального контраста интерференционной картины. Модуляция фазы эталонной волны производится за счет растяжения части оптоволокон, намотанного на пьезокерамический цилиндр.

Для оценки точности измерений интерферометра был проведен эксперимент, аналог опыта Юнга, по измерению aberrаций волновых фронтов от двух источников [3]. На рис. 4 приведена типичная интерферограмма, наблюдаемая экспериментально. Сравнение результатов измерений с использованием высококогерентного He-Ne лазера и суперлюминисцентного диода подтвердили работоспособность и ожидаемые технические характеристики интерферометра. В частности было показано, что суммарные aberrации двух волновых фронтов составили 1,1 нм в числовой апертуре $NA=0,6$, что превышает мировой уровень более чем в 2 раза. Измеренная длина когерентности света на полувысоте модуляционной передаточной функции (МПФ) составила 100 мкм, что существенно превышает паспортные данные, рис. 5.

В настоящее время готовится эксперимент по измерению оптических деталей с помощью этого интерферометра.

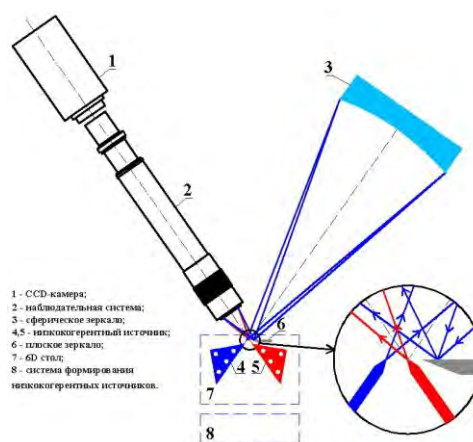


Рис. 1. Схема низкокогерентного интерферометра с двумя источниками эталонной сферической волны.

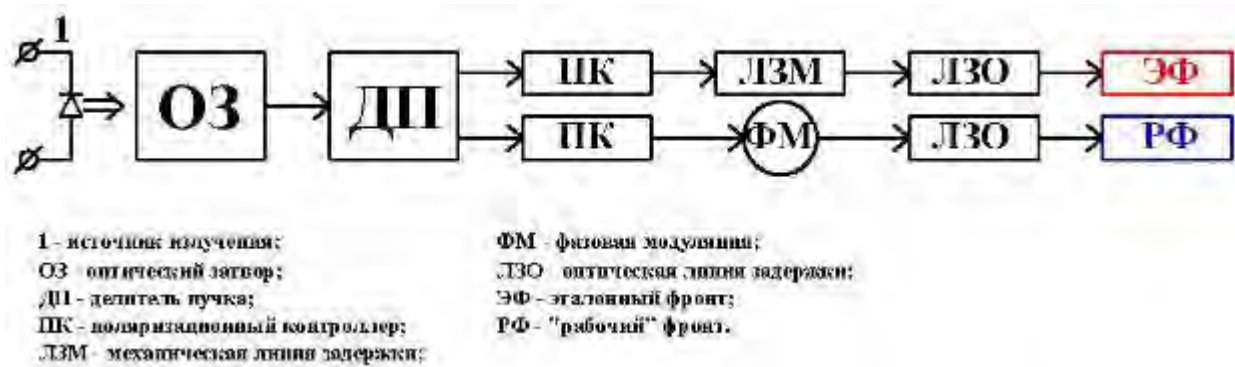


Рис.2. Система низкокогерентного интерферометра с двумя источниками эталонной сферической волны.

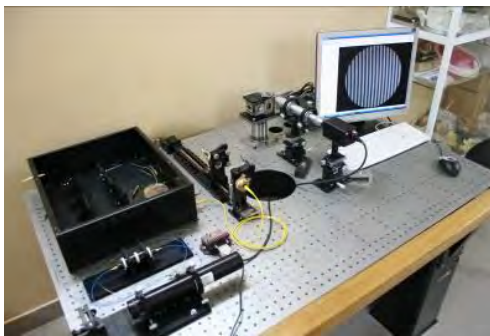


Рис. 3. Фотография интерферометра.

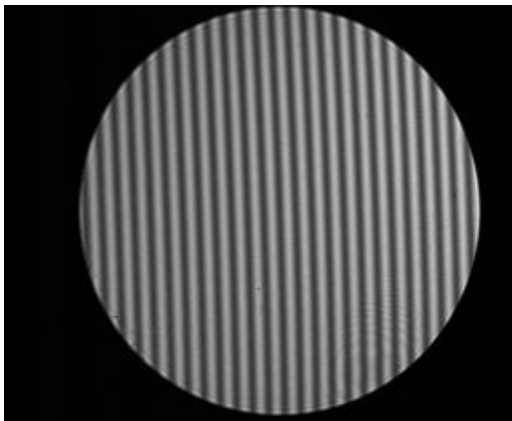


Рис. 4. Типичная интерферограмма, наблюдаемая в опыте Юнга.

Работа поддержана грантами РФФИ 09-02-00912, 10-02-00957, 11-02-00597, 11-02-00589, 11-02-00961, 11-02-97109, ФЦП "Научные и научно-педагогические кадры инновационной России на 2009–2013 годы" и Минобрнауки РФ по ГК 16.552.11.7007.

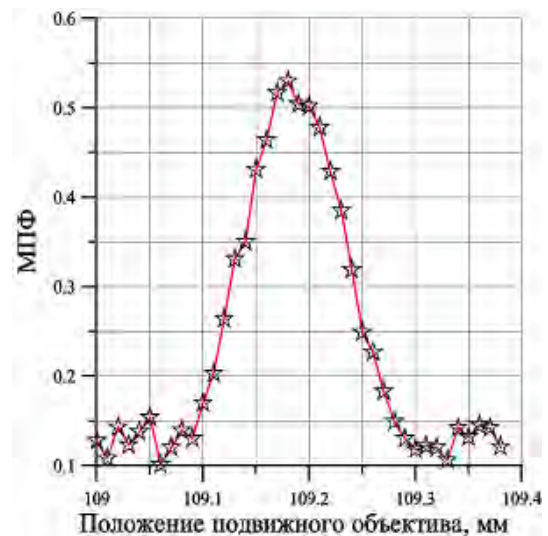


Рис. 5. Зависимость МПФ от положения подвижного объектива.

1. Клюенков, Е.Б. Измерение и коррекция формы оптических элементов с субнанометровой точностью / Е.Б. Клюенков, А.Е. Пестов, В.Н. Полковников, Д.Г. Раскин, М.Н. Торопов, Н.Н. Салашенко, Н.И. Чхало // Российские нанотехнологии. 2008. Т.3, №9-10. С.90-98.

2. Клюенков, Е.Б. Коррекция формы оптических поверхностей с субнанометровой точностью. Проблемы, статус, перспективы / Е.Б. Клюенков, В.Н. Полковников, Н.Н. Салашенко, Н.И. Чхало // Известия РАН. Серия физическая. 2008. Т.72, №2. С.205-208.

3. Chkhalo, N.I. A source of a reference spherical wave based on a single mode optical fiber with a narrowed exit aperture / N.I. Chkhalo, A.Yu. Klimov, V.V. Rogov, N.N. Salashchenko, and M.N. Toropov // Rev. Sci. Instrum. 2008. V.79. P.033107.

Метод ХВІС на лабораторном источнике рентгеновского излучения

М.В. Григорьев, Р.Р. Фахртдинов, Д.В. Иржак, Д.В. Рощупкин, Е.Б. Якимов

Институт проблем технологии микроэлектроники и особочистых материалов РАН, Черноголовка

grimax@iptm.ru

Метод тока, индуцированного сфокусированным рентгеновским пучком (ХВІС — X-ray beam induced current) является аналогом известного метода наведенного тока, эффективно используемого для исследования локальных электрических свойств полупроводниковых материалов. В классическом методе наведенного тока для генерации неравновесных носителей заряда используется не рентгеновский, а сфокусированный электронный пучок (ЕВІС — Electron beam induced current). Оба метода позволяют выявлять и исследовать неоднородности электрических свойств, в том числе и обусловленных дефектами структуры. Преимуществами метода ХВІС являются более высокая, по сравнению с электронным зондом, глубина проникновения сфокусированного рентгеновского пучка и возможность одновременно использовать другие рентгеновские методы, например, рентгеновскую флуоресценцию для исследования изменений элементного состава в местах выявления ХВІС-контраста.

Ранее нами была продемонстрирована возможность реализации метода ХВІС на лабораторном источнике рентгеновского излучения [1, 2], что позволило существенно расширить области его применения, поскольку до этого данный метод использовали только на источниках синхротронного излучения. В первых наших исследованиях использовался достаточно широкий рентгеновский пучок (~ 30 мкм), но, тем не менее, нам удалось выявить контраст от границ зерен в кремнии. Проведенные расчеты [3] показали, что уменьшение ширины пучка приведет к существенному повышению контраста, и при этом он может быть даже выше, чем контраст в режиме ЕВІС. Например, при ширине рентгеновского зонда порядка 10 мкм контраст может составлять от 20 до 45% в зависимости от диффузионной длины носителей заряда.

В данной работе объектом исследования стал кремниевый диод с барьером Шоттки. Эксперимент проводился на источнике рентгеновского излучения с вращающимся анодом Rigaku Rotaflex RU-200. Для фокусировки излучения (Мо-анод, 50 кВ, 150 мА) был использован поликапиллярный фокусирующий элемент [4] нового поколения. Заявленные производителем характеристики при энергии излучения от 15 до 20 кэВ: размер фокусного пятна — 10 мкм, коэффициент усиления излучения в точке фокуса — 800, длина фокуса — 4 ± 0.1 мм, входная апертура — 2.95 мм, апертура на выходе элемента — 1.3 мм. Изображение, полученное на пленку, расположенную в фокальной плоскости, приведено на Рис. 1. По результатам

ножевого сканирования (Рис. 2) был получен размер фокуса в 10 мкм, что согласуется с данными производителя.

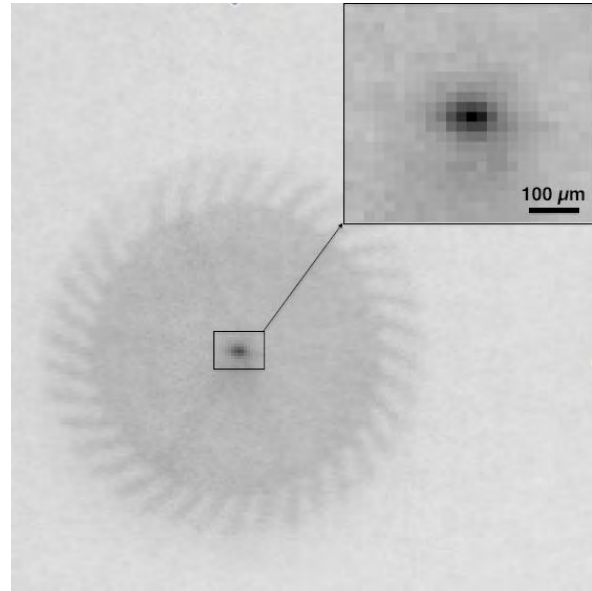


Рис. 1. Топограмма капилляра в его фокальной плоскости.

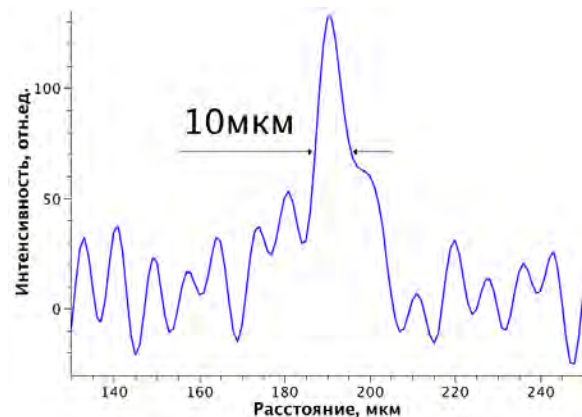


Рис. 2. Данные ножевого сканирования фокусного пятна капилляра.

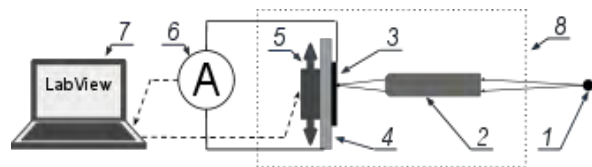


Рис. 3. Схема эксперимента: 1 — источник рентгеновского излучения, 2 — капилляр, 3 — электрод, 4 — исследуемый образец, 5 — моторизованная система сканирования, 6 — амперметр, 7 — управляющий компьютер, 8 — затемненный бокс.

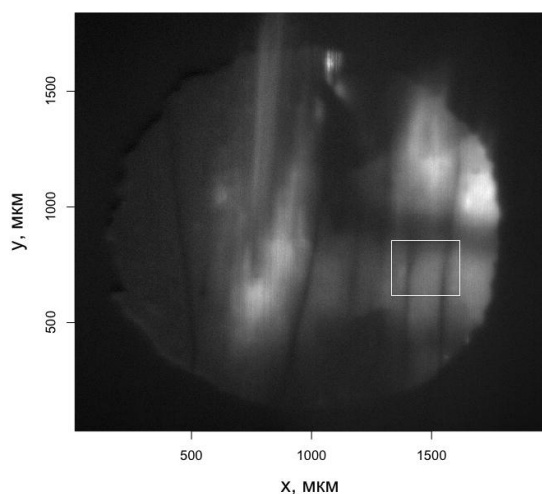


Рис. 4. Карта распределения силы наведенного тока исследуемого образца. Прямоугольником отмечена область, для которой был проведен расчет контраста.

Для построчного сканирования образец был размещен на автоматизированной платформе, позволяющей перемещать образец по горизонтали и вертикали в плоскости перпендикулярной направлению распространения излучения. Для исключения влияния видимого света на результаты измерений, та часть установки, где был размещен исследуемый образец, была полностью затемнена. Значение наведенного тока измерялось амперметром Keithley 6487. Управление параметрами сканирования, регистрация и запись полученных данных проводилась в среде LabView. Общая схема экспериментальной установки для реализации метода наведенного тока представлена на Рис. 3.

Диод был размещен в фокальной плоскости капилляра, после чего была получена карта распределения (Рис. 4) силы наведенного тока в области диода размером 2×2мм. После вычета фона,

обусловленного несфокусированной частью рентгеновского излучения, был измерен контраст для двух линий в правой центральной части диода, значение его составило 40%. Это хорошо согласуется с расчетными данными [3] и значительно лучше результата полученного ранее.

Таким образом, в данной работе мы показали, что, действительно, при уменьшении размера рентгеновского зонда, наряду с улучшением разрешения происходит и увеличение контраста получаемого изображения границ зерен в кристалле. Это позволит наблюдать дефекты и неоднородности не только меньшего размера, но и с более слабым контрастом.

Работа выполнена при поддержке РФФИ №10-02-00300.

1. Григорьев, М.В. Реализация метода наведенного тока на лабораторном источнике рентгеновского излучения / М.В. Григорьев, Д.В. Иржак, Д.В. Рошчупкин, Р.Р. Фахртдинов, Е.Б. Якимов // Труды XV международного симпозиума «Нанопизика и нанозлектроника». 2011. Т.2, С.600-601

2. Fahrtdinov, R.R. X-ray beam induced current method at the laboratory x-ray source / R.R. Fahrtdinov, O.V. Feklisova, M.V. Grigoriev, D.V. Irzhak, D.V. Roshchupkin, E.B. Yakimov // Rev. Scientific Instruments. 2011. V.82, №9. P.93702

3. Fahrtdinov, R.R. XBIC Investigation of the Grain Boundaries in Multicrystalline Si on the Laboratory X-ray Source / R.R. Fahrtdinov, O.V. Feklisova, M.V. Grigoriev, D.V. Irzhak, D.V. Roshchupkin, E.B. Yakimov // Solid State Phenomena. 2011. V.178-179, P.226

4. Institute for Scientific Instruments GmbH: Focussing Polycapillary. URL: <http://www.ifg-adlershof.de/index.php?id=121> (дата обращения 19.01.2012)

Оптимизация процесса сканирования в методе ХВІС

Р.Р. Фахрtdинов, В.Н. Павлов, М.В. Григорьев

Институт проблем технологии микроэлектроники и особочистых материалов РАН, Черноголовка

fakhrtd@gmail.com

Метод ХВІС (X-ray beam induced current) [1] используется для визуализации электрически активных протяженных дефектов в полупроводниковых кристаллах путем измерения тока, наведенного сфокусированным рентгеновским пучком в структуре с барьером Шоттки. Этот метод является аналогом известного метода наведенного тока, где, в отличие от ХВІС, используются сфокусированный электронный пучок (ЕВІС - Electron beam induced current).

Для исследования образца применяется поточечное сканирование интересующей области рентгеновским зондом [2]. В отличие от метода наведенного тока с использованием электронного пучка (ЕВІС) в данной реализации метода (ХВІС) используется механическое позиционирование объекта исследования в процессе сканирования, что существенно увеличивает общее время сканирования T . В предыдущих реализациях метода ХВІС на лабораторном источнике [2] время полного сканирования составляло несколько десятков часов. В связи с этим была предложено оптимизировать методику сканирования образца, что позволило бы уменьшить общее время сканирования, не повлияв существенно на разрешимость электрически активных дефектов.

Алгоритмически методики сканирования можно разделить на поточечную и непрерывную. При поточечной методике положение рентгеновского зонда фиксируется в каждой точке сканирования на время измерения, разрешение зависит от шага сканирования. В непрерывной методике измерение тока производится непосредственно во время движения зонда в области сканирования и при этом получаемый сигнал собирается с некоторой протяженной области, размеры которой определяют разрешение в данной методике. Общее время, необходимое для полного сканирования образца, в случае поточечного сканирования определяется так:

$$T = x * y * \tau + (x-1) * (y-1) * \tau_{\text{mov}}$$

где: x, y — количество точек по горизонтали и вертикали, τ_{mov} — время перемещения между точками скана, τ — время измерения в точке, которое складывается из двух величин: времени измерения сигнала и времени передачи и обработки данных. В случае же непрерывного сканирования общее время определяется как $T = x * y * (dx/v)$ где: dx — длина шага по оси x (расстояние между последовательными точками скана), v — скорость движения мотора.

Ранее в работах [2-4] применялось поточечное сканирование и, как оказалось, значительную часть времени занимает перемещение объекта

сканирования от точки к точке. В данной работе мы сравниваем две упомянутые методики сканирования.

Образцом, на котором проводилось исследование, стал кремниевый диод с барьером Шоттки. Перед началом сканирования были определены минимальный и максимальный уровень регистрируемого сигнала, которые составили $2.2 * 10^{-12}$ А и $1.12 * 10^{-10}$ А соответственно. Для типичного изображения, получаемого в ХВІС-эксперименте, отношение сигнал/шум = 10 заведомо гарантирует различимость деталей дефектов, поэтому, в нашем случае шум должен быть не более $2.2 * 10^{-13}$ А. Были проведены замеры уровня шума при различной продолжительности измерения сигнала.

Зависимость флуктуации измеряемого тока от продолжительности измерения.

τ , мс	2	10	20	100	200
σ , 10^{-13} А	6.7	3.8	1.55	0.73	0.44

Из таблицы видно, что минимальное время необходимое для измерения составляет 20мс. Измерения тока в нашем эксперименте проводилось с помощью амперметра Keithley 6487, и при установленном времени измерения сигнала в 20мс полный цикл измерения, включающий в себя, собственно, регистрацию сигнала, внутреннюю обработку и передачу данных, составил 86мс. Это время было использовано для определения скорости перемещения объекта при непрерывном сканировании.

Для сравнения обоих методик было проведено сканирование небольшой, заранее выбранной области диода размером 100x200мкм. В обоих случаях был выбран шаг сканирования $dx=3.3(3)$ мкм, время измерения сигнала 20мс, скорость перемещения платформы с образцом при непрерывном сканировании $v=dx/86$ мс. Полученные изображения для непрерывного и поточечного сканирования приведены на рис. 1 и 2 соответственно.

При сравнении алгоритмов сканирования для метода наведенного тока нас интересуют следующие параметры: контрастность полученного изображения, его разрешение и общее время сканирования. Разрешение в обоих случаях составляло dx . Измеренный контраст составил 35% и 38.5% для поточечного и непрерывного сканирования соответственно. Общее время затраченное на полное сканирование выбранной области было равно 9 минутам в случае поточечного скана и 2мин 40сек в случае непрерывного сканирования. Таким образом, при одинаковом разрешении и сопо-

ставимом уровне контраста выигрыш по времени составил более чем три раза.

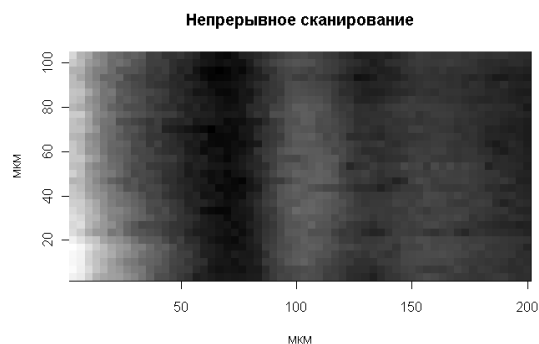


Рис. 1. Изображение участка диода, полученное непрерывным сканированием.

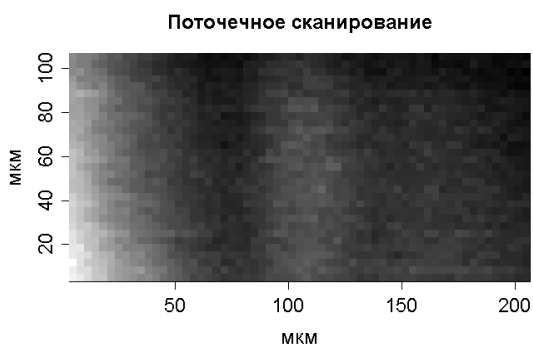


Рис. 2. Изображение участка диода, полученное поточечным сканированием.

Проведенное в данной работе сравнение двух методик сканирования в ХВИС-эксперименте показало, что непрерывное сканирование занимает значительно меньше времени по сравнению с по-

точечной методикой сканирования. К недостаткам непрерывной методики можно отнести более сложный алгоритм управления сканированием, а также необходимость дополнительной обработки полученных данных. Использование методики поточечного сканирования выглядит оправданным в тех случаях, когда время измерения сигнала много больше времени перемещения между двумя соседними точками скана и когда требуется достичь максимально возможного разрешения дефектной структуры.

Работа выполнена при поддержке РФФИ №10-02-00300.

1. F. Vyvenko. X-ray beam induced current — a synchrotron radiation based technique for the in situ analysis of recombination properties and chemical nature of metal clusters in silicon / F. Vyvenko, T. Buonassisi, A. A. Istratov, H. Hieslmair, A. C. Thompson, R. Schindler, and E. R. Weber // *J. Appl. Phys.* 2002. V. 91, P. 3614.

2. Григорьев, М.В. Реализация метода наведенного тока на лабораторном источнике рентгеновского излучения / М.В. Григорьев, Д.В. Иржак, Д.В. Рощупкин, Р.Р. Фахртдинов, Е.Б. Якимов // *Труды XV международного симпозиума «Нанопизика и нанопэлектроника»*. 2011. Т.2, С.600-601.

3. Fahrtdinov, R.R. X-ray beam induced current method at the laboratory x-ray source / R.R. Fahrtdinov, O.V. Feklisova, M.V. Grigoriev, D.V. Irzhak, D.V. Roshchupkin, E.B. Yakimov // *Rev. Scientific Instruments*. 2011. V.82, №9. P.93702.

4. Fahrtdinov, R.R. XBIC Investigation of the Grain Boundaries in Multicrystalline Si on the Laboratory X-ray Source / R.R. Fahrtdinov, O.V. Feklisova, M.V. Grigoriev, D.V. Irzhak, D.V. Roshchupkin, E.B. Yakimov // *Solid State Phenomena*. 2011. V.178-179, P.226.

Рентгеновская оптика для сверхмощных пучков излучения

А.И. Чумаков

¹ European Synchrotron Radiation Facility, France

chumakov@esrf.fr

Развитие источников рентгеновского излучения налагает возрастающие требования на рентгеновскую оптику. Одна из наиболее серьёзных проблем связана с тепловыми нагрузками на монохроматоры.

На европейском источнике синхротронного излучения (ESRF, Франция) мощность рентгеновского пучка в центральном конусе составляет ~300 ватт (для сравнения – мощность излучения рентгеновских трубок не превышает одного милли-ватта). Новейшие каналы вывода излучения на источнике SPring-8 (Япония) создают пучки мощностью ~600 ватт. Дальнейшее развитие источников синхротронного излучения и лазеров на свободных электронах предполагает появление пучков с мощностью более 1000 ватт. Ожидаемые тепловые нагрузки на исследуемые образцы настолько велики, что многие измерения планируется проводить в течении одной вспышки излучения, до начала разлёта атомов образца при тепловом взрыве. При этом рентгеновская оптика должна не только не разрушаться, но и обеспечивать идеальное распространение когерентного волнового фронта излучения от источника к образцу.

В данной работе проведено экспериментальное исследование работы охлаждаемого жидким азотом двукристалльного кремниевого рентгеновского монохроматора при мощности излучения от 5 до 750 ватт. Измеряемыми параметрами были ширина кривой качания и форма поверхности первого кристалла. Приводимый рисунок показывает изменение формы поверхности от плоской (при минимальной тепловой нагрузке) к вогнутой (при средней нагрузке) и далее к выпуклой (при предельных

нагрузках). Видно, что переход от отрицательной к положительной кривизне поверхности происходит через промежуточное состояние, в котором поверхность кристалла снова является достаточно плоской. При этом ширина кривой качания отличается от теоретического значения не более чем на 0.5 микрорадиан (0.1 угловой секунды).

Наблюдаемое поведение связано с изменением знака теплового расширения кремния при температуре около 125 К. При малых тепловых нагрузках тепловое расширение кремния отрицательное, поэтому градиент температуры на поверхности кристалла приводит к вогнутой поверхности. При больших нагрузках положительное тепловое расширение приводит к выпуклой поверхности. В узком диапазоне около точки нулевого теплового расширения градиент температуры не вызывает изменения плотности, поэтому поверхность кристалла остаётся идеально плоской.

Температура поверхности кристалла определяется мощностью падающего излучения и теплопроводностью азотного охладителя. Кроме того, она может изменяться выбором размера щелей. В данном эксперименте, описываемый режим идеальной работы монохроматора достигался при мощности излучения от 300 до 450 ватт. Экстраполяция полученных данных на более эффективное охлаждение предполагает достижимость идеальной работы монохроматора при мощности рентгеновского излучения вплоть до 1200 ватт. Таким образом, кремниевые монохроматоры смогут успешно применяться на следующих поколениях источников рентгеновского излучения.

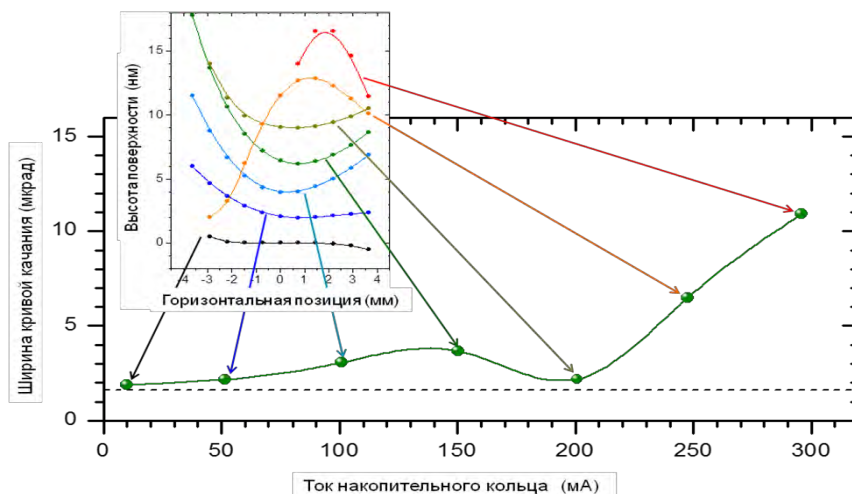


Рис. 1. Зависимость ширины кривой качания первого кристалла монохроматора от тока накопительного кольца. Вставка показывает изменение вертикального профиля поверхности первого кристалла при возрастании тока.

Лазерно-плазменный источник ЭУФ излучения для проекционной нанолитографии

С.Ю. Зуев, Н.Н. Салашенко, М.Н. Торопов, Н.И. Чхало, А.В. Щербаков

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики микроструктур
Российской академии наук (ИФМ РАН), Афонино

chkhalo@ipn.sci-nnov.ru

Опыт эксплуатации источника экстремального ультрафиолетового излучения на основе разборной рентгеновской трубки показал, что из-за выделения значительного потока энергии в виде видимого и ИК излучения, источником которого является термокатод рентгеновской трубки, а так же из-за энергии рассеянных электронов, наблюдается значительный нагрев оптических элементов. В результате температурного расширения материалов происходит разъюстировка оптической схемы. Для поддержания положения основных элементов оптической схемы в пространстве в пределах номинальных значений приходится непрерывно, с темпом примерно 1 раз в минуту или полминуты, подстраивать их положение с помощью пьезокерамических толкателей. Так как подстройка происходила дискретно, все это приводило к резкому падению изображающих свойств объектива. Проблема усугублялась еще и тем, что коэффициент конверсии энергии электронного пучка в энергию излучения с длиной волны 13,5 нм (ЭУФ) невелик и составляет 3×10^{-6} (0,0003%) [1], что требует длительного времени набора необходимой дозы облучения пластины с фоторезистом.

Для решения этой проблемы был разработан лабораторный источник ЭУФ излучения на основе лазерной плазмы. Как было показано в ряде работ, например [2], при воздействии сфокусированных световых лазерных импульсов, генерируемых относительно маломощными твердотельными лазерами, на твердую мишень, плотности мощности в диапазоне $10^{10} - 10^{12}$ Вт/см², возникает плазма, которая генерирует коротковолновое излучение, простирающееся до нанометровых длин волн и позволяющее решать задачи спектроскопии и метрологии в лабораторных условиях. В [2] была измерена абсолютная эмиссионная способность подобного источника в диапазоне длин волн 6-16 нм в зависимости от энергии лазерного излучения в импульсе. В экспериментах использовался лазер с характеристиками: рабочая длина волны 532 нм (2-я гармоника Nd:YAG лазера); длительность импульса 10 нс; диапазон энергий в импульсе 200-630 мДж; материал мишени Au; диаметр пятна фокусировки >20 мкм; частота следования импульсов 10 Гц. Золотая мишень была выбрана из соображений, что в отличие от легких материалов, в спектре излучения которых в значительном количестве присутствуют линии, золото в ЭУФ диапазоне производит квази-монохроматическое излучение благодаря переналожению большого числа линий $4d^{10} 4f^n \rightarrow 4d^p 4f^{n+1}$ переходов сильно ионизованных состояний. В

окрестности длины волны 13,5 нм при оптимальных для генерации излучения в этом диапазоне размерах пятна на мишени 60×100 мкм² коэффициент конверсии энергии лазерного излучения в энергию ЭУФ излучения в спектральной полосе 0,3 нм в телесный угол $\Omega = 2\pi$ страд составил $\eta = 5,9 \times 10^{-3}$ (0,59%). При энергии лазерного импульса $E = 400$ мДж это соответствует мощности ЭУФ излучения 2,4 мДж.

В нашем случае, оптическая схема нанолитографа состоит из 5-ти отражающих элементов и свет собирается из телесного угла $\Omega = 1$ страд [3], данный источник излучения, в случае когда коэффициенты отражения всех зеркал и маски составляют $R = 69\%$, резонансные длины волн излучения для всех зеркал совпадают, в схеме отсутствует виньетирование, подобный источник обеспечивает скорость засветки T фоторезиста с чувствительностью $W=5$ мЖд/см² на уровне

$$T = \frac{2\pi \cdot W}{E \cdot \eta \cdot \Omega \cdot R^5} = 85 \text{ импульсов / см}^2$$

или около 10 секунд на засветку 1 квадратного сантиметра фоторезиста, что вполне достаточно для исследовательских целей и, даже, для мелкосерийного производства.

Схема лазерно-плазменного источника, разработанного в данной работе приведена на рис. 1. В качестве источника лазерного излучения использовался твердотельный Nd:YAG лазер компании «СОЛАР ТИИ» LF117 с характеристиками, практически совпадающими с лазером в [2].

Часть излучения лазерного пучка, 8% по данным калибровки, отражается от стеклянной пластины (рис. 1, поз. 2) и попадает в измеритель мощности (поз. 3). Основной пучок через управляемую компьютером заслонку (поз. 4) проходит далее через специальное отверстие в стене к нанолитографу. Пройдя через просветленные поворотные призмы лазерный луч попадает в расширитель пучка (телескоп, поз. 5). На выходе расширителя мы имеем квазипараллельный пучок диаметром около 60 мм. Применение расширителя позволяет “удалить” источник и увеличить числовую апертуру фокусирующей линзы при сохранении длинного фокуса. Последнее необходимо, так как продукты эрозии мишени загрязняют поверхность окна, через которое лазерное излучение вводится в вакуумный объем. Загрязнение поверхности оптического ввода с одной стороны, уменьшает интенсивность падающего на мишень лазерного излучения, а с другой – может привести к разрушению окна, поэтому его необходимо отодвигать как можно дальше от

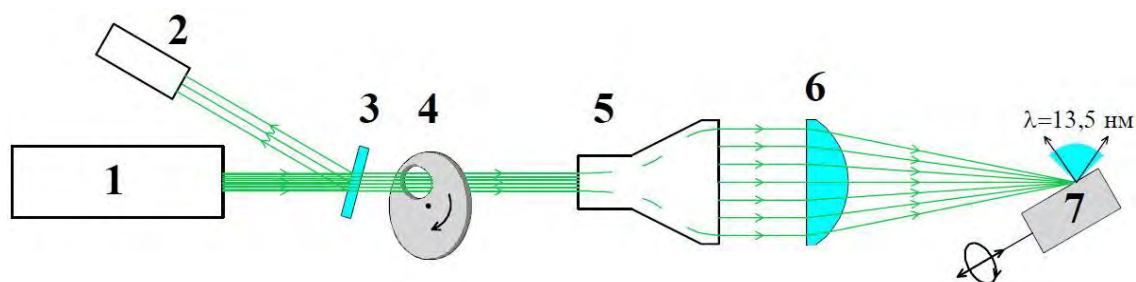


Рис. 1. Схема лазерно-плазменного источника ЭУФ излучения. 1 – Nd:YAG лазер, 2 – измеритель мощности лазерного излучения, 3 – полупрозрачная пластинка, 4 – электромеханическая заслонка, 5 – расширитель лазерного пучка, 6 – плоско-выпуклая линза, 7 – молибденовая мишень, совершающая вращательное и поступательное движения.

мишени. Расширенный пучок, проходя через линзу (поз. 6) фокусируется на мишени (поз. 7). Излучение плазмы направляется на коллектор ЭУФ излучения (рис. 2, поз. 4). Мишень (рис. 2, поз. 1), представляет собой молибденовый цилиндр, установленный на ось шагового двигателя (поз. 2). После каждого выстрела лазерного излучения мишень поворачивается на 1 шаг. В линейных величинах это составляет 100 мкм. После завершения полного оборота мишени она, с помощью линейного транслятора (поз. 3), так же управляемого шаговым двигателем, перемещается на 100 мкм. Процесс повторяется. Практика показала, что такая система сканирования, когда лазерный луч каждый раз попадает в новое место, обеспечивает стабильность эмиссионных характеристик и снижает загрязнение оптики продуктами эрозии мишени.

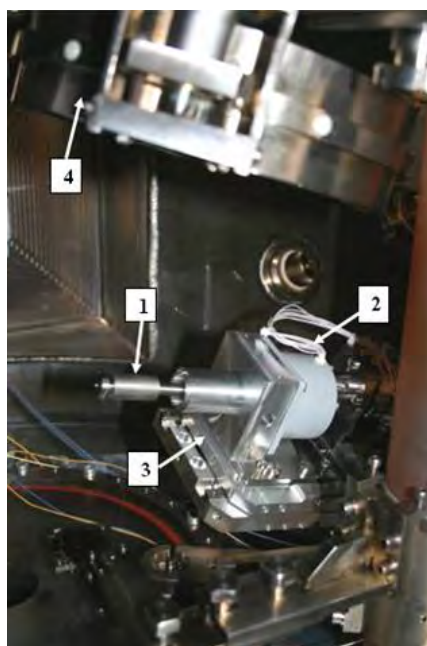


Рис. 2. Фотография мишени, установленной в нанолитографе. 1 – молибденовая мишень, 2 – шаговый двигатель, 3 – линейный транслятор, 4 – коллектор.

Выбор в качестве материала мишени молибдена обусловлен его относительно малым для «тяжелых» материалов поглощением на длине волны 13,5 нм. Причиной выбора этого критерия как основного является маленькое, 138,2 мм, расстояние между мишенью и коллектором (рис. 2, поз. 4).

В настоящее время лазерно-плазменный источник ЭУФ излучения установлен на нанолитограф и проводятся его испытания и аттестация основных технических характеристик. Измерение коэффициента конверсии энергии лазерного излучения в энергию излучения в окрестности 13,5 нм проводилось с использованием измерителя мощности с абсолютно калиброванными чувствительностью и спектральной полосой пропускания [4].

В докладе будут приведены данные по скорости загрязнения коллектора продуктами эрозии мишени и конверсионной эффективности в зависимости от плотности мощности лазерного излучения на молибденовой мишени. Фокусировка лазерного пучка производилась с использованием традиционной сферической выпукло-вогнутой линзы и аналогичной линзы с асферизованной выпуклой поверхностью.

Работа поддержана грантами РФФИ 09-02-00912, РФФИ 10-02-00957, РФФИ 11-02-00597, РФФИ 11-02-00589 и ФЦП «Научные и научно-педагогические кадры инновационной России на 2009–2013 годы».

1. Бибишкин, М.С. Двухзеркальный рефлектометр для относительных измерений коэффициентов отражения многослойных зеркал на длине волны 13,5 нм / М.С. Бибишкин, И.Г. Забродин, И.А. Каськов, Е.Б. Клюенков, А.Е. Пестов, Н.Н. Салашенко, Д.П. Чехонадских, Н.И. Чхало, Л.А. Шмаенок // Известия академии наук. Серия физическая. 2004. Т.68, вып. 4. С.560-564.

2. Loyer, L. A. New Laboratory EUV Reflectometer for Large Optics using a Laser Plasma Source / L. Loyer, T. Bottger, S. Braun, H. Mai, A. Leson, F. Scholze, J. Tummler, G. Ulm, H. Legall, P.V. Nickels, W. Sandner, H. Stiel, C. Rempel, M. Schulze, J. Brutscher, F. Macco, S. Mullender // Proc. SPIE. 2003. V.5038. P.12-21.

3. 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. Салашенко, Л.А. Сулов, М.Н. Торопов, Н.И. Чхало // Известия РАН. Серия физическая. 2011. Т. 75, вып. 1. С. 54-56.

4. Забродин, И.Г. Абсолютно калиброванный измеритель ЭУФ-мощности для аттестации и оптимизации источников излучения на 13,5 нм / И.Г. Забродин, Б.А. Закалов, С.Ю. Зуев, И.А. Каськов, Е.Б. Клюенков, А.Я. Лопатин, Н.Н. Салашенко, Л.А. Сулов, А.Е. Пестов, Н.И. Чхало, Л.А. Шмаенок // Поверхность. Рентгеновские, синхротронные и нейтронные исследования. 2007. № 6. С.104-107.

Новый тип когерентного рассеяния с изменением длины волны первичного излучения

Е.В. Шулаков

Институт проблем технологии микроэлектроники РАН, Черноголовка

shulakov@iptm.ru

Аннотация. Теоретически рассмотрена задача о первичном когерентном комптоновском рассеянии в идеальном монокристалле. Изучены оптические свойства этого типа рассеяния. Полученные результаты не интерпретируются в рамках традиционной теории рентгенографии.

Введение. Неупругое рассеяние жесткого рентгеновского излучения на легких элементах приводит к заметному увеличению первичной длины волны на величину [1-4]:

$$\Delta\lambda = \Lambda(1 - \cos \varphi) \quad (1)$$

Здесь $\Lambda = h/mc = 2.4263096 \cdot 10^{-12}$ м – комптоновская длина волны, φ – угол рассеяния первичной волны, h – постоянная Планка, m – масса электрона и c – скорость света, $\lambda_2 = \lambda_1 + \Delta\lambda$. Отметим, что рассматриваемое здесь рассеяние принципиально отличается от упругого рассеяния на связанных электронах. Оно достаточно слабое в структурном диапазоне длин волн и вносит существенный вклад в рассеяние для энергий от 50 кэВ до 1 МэВ.

Указанное выше явление (эффект Комптона) было известно еще до работ А. Комптона. В 1904 году Чарлз Баркла [5]. Эксперимент проводился в сплошном излучении. Баркла обнаружил, что рассеянные лучи поглощаются сильнее, чем первичный пучок, и назвал это явление “Softening”. Увеличение длины волны рассеянного излучения он приписал к свойствам атомов (J-эффект).

В первом десятилетии 20 века о рентгеновском излучении было известно еще слишком мало. Только опыты К. Рентгена и теория рассеяния Дж. Томпсона. Второе десятилетие стало периодом великих открытий. М. Лауэ с сотрудниками Фридрихом и Книппингом открыли дифракцию на кристаллах. В. Брэгг (младший) вывел уравнение Брэггов, а В. Брэгг (старший) предложил рентгеновский спектрометр, на котором он с сыном провел многочисленные эксперименты по исследованию кристаллов. Ч. Баркла открыл характеристическое излучение. Все это привлекло к исследованию рассеяния рентгеновских лучей на различных материалах большое количество ученых. Одним из основных направлений было исследование эффекта “Softening”.

До 1920 г. эффект “Softening” был исследован на большом числе материалов и спектральных линий, включая WK_α -излучение при $U = 100$ кэВ, а также при α и β излучениях. В 1920 г. Дж. Грэй опубликовал работу, в которой дал полное описание этого явления, включая эксперимент и теорию [1].

А. Комптон в это время занимался теоретическим объяснением J-эффекта в рамках теории Ми и правильно оценил волновой размер электрона $2 \cdot 10^{-12}$ м [6]. Однако прочитав статьи Флоренса и Грэй [7–9, 1], которые считали, что изменение длины волны связано с самим рассеянием, Комптон согласился с их доводами и занялся экспериментом. К 1922 г. он сконструировал специальную трубку для проведения экспериментов диаметром всего 36 мм, с охлаждением анода водой и мощностью в 125 раз превышающей стандартную трубку Кулинджа. Объяснение эффекта Комптона было дано В 1923 году П. Дебай [12] и А. Комптон [3] практически одновременно и независимо опубликовали теорию эффекта “Softening” на основе квантовых представлений о природе излучения. Модель рассеяния представляла собой упругое столкновение рентгеновского фотона со свободным покоящимся электроном. В процессе столкновения фотон передает электрону часть своей энергии и импульса в соответствии с законами сохранения.

Уравнение (1) следует рассматривать как идеализированный случай. В конденсированном состоянии вещества все электроны являются связанными, а вероятность наблюдения покоящегося электрона равна нулю. На качественном уровне это позволяет понять значительную ширину комптоновского максимума. Деление электронов на слабо и сильно связанные вызывает множество вопросов, на которые нет ответов. Действительно, почему картины рассеяния, например $MoK\alpha$ и γ - излучения выглядят аналогичными, в то время как во втором случае все электроны атомов можно считать свободными. Почему в рентгеновских исследованиях не наблюдается Комптон - эффект на тяжелых элементах, внешние электроны которых также можно считать слабо связанными.

В связи с экспериментальными исследованиями Комптон эффекта на лабораторных источниках следует отметить очень низкую интенсивность рассеянного излучения. И это при щелях 400 мкм и мозаичном анализаторе. Так же как и в экспериментах почти 100 летней давности средняя скорость счета на отечественной аппаратуре составляет те же 4-6 имп/сек. Казалось бы, эту задачу можно было бы решить с помощью когерентного Комптон эффекта.

Известны достаточно многочисленные наблюдения вторичного когерентного комптоновского рассеяния на мозаичных кристаллах алмаза, LiF, NaCl и KCl. В полихроматических методах они регистрировались как артефакты, имеющие вид тон-

ких изогнутых линий [10-11]. Комптоновское рассеяние исследовалось также методами рентгеновской дифрактометрии [12]. Однако интенсивность вторичного когерентного рассеянного пучка столь же мала, как и первичного некогерентного Комpton эффекта.

В соответствии с выше сказанным представляется интересным исследование возможностей наблюдения первичного когерентного комптоновского рассеяния.

Теория. Пусть монохроматический пучок с длиной волны λ_1 падает под углом θ_1 (угол θ_1 произвольный) на систему кристаллографических плоскостей hkl и рассеивается в точках 1 и 2 на длине волны λ_2 . Попробуем найти угол θ_2 такой, чтобы волны, рассеянные в точках 1 и 2 были когерентны. Угол $\varphi = \theta_1 + \theta_2$. Изменение длины волны рассеянного излучения описывается выражением (1).

На рис.1 приведена геометрия дифракции. Обозначения l_1 , l_2 , и l_3 соответствуют расстояниям, необходимым для формирования плоского волнового фронта, d - межплоскостное расстояние.

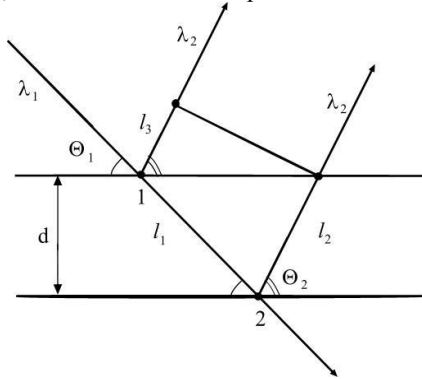


Рис. 1. Схема первичного когерентного рассеяния с изменением длины волны излучения

Условие фазовой когерентности рассеянных волн для n -порядка дифракции имеет вид:

$$l_1/\lambda_1 + l_2/\lambda_2 - l_3/\lambda_3 = n \quad (2)$$

Выразим расстояния l_1 , l_2 , и l_3 через d и углы θ_1 , θ_2 , тогда (1) переписывается:

$$\lambda_1 \sin \theta_1 + \lambda_2 \sin \theta_2 - \lambda_1 \cos \theta_2 = n d \quad (3)$$

Здесь $\lambda_2 = \lambda_1 + \Delta\lambda$, $\varphi = \theta_1 + \theta_2$, $d_{hkl} = d/n$. Мы получили систему трансцендентных уравнений (1,3) с двумя неизвестным λ_2 и θ_2 , которое решалось методами вычислительной математики. Установлено, что каждой плоской волне θ_1 , λ_1 отвечает единственная рассеянная плоская волна с уникальными значениями θ_2 , λ_2 .

Рассмотрим теперь расходящийся пучок. Возьмем конкретный пример: LiF (004), $d_{hkl} = 1.00657A$, излучение $MoK_{\alpha 1}$, $\theta_B = 20.6289^\circ$. Пусть на образец

падает расходящийся пучок с угловой шириной $\Delta\theta_1 = 6^\circ$ в интервале углов падения от 17.5° до 23.5° . Система (1,3) решалась методом итерации с точностью по углу θ_2 в 10^{-7} градуса. Полученный результат представлен на рис.2.

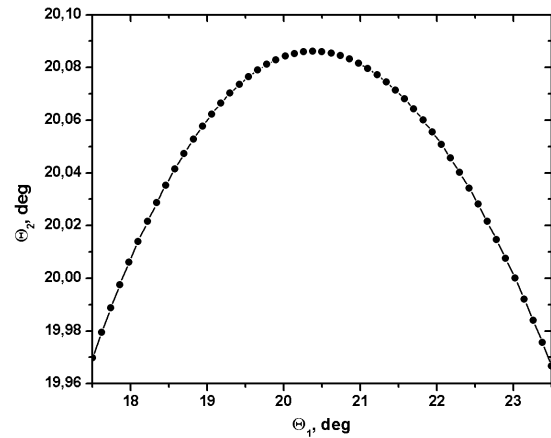


Рис. 2. Геометрия рассеяния θ_1 , θ_2 при вариации угла падения θ_1

Кривая $\theta_2 = f(\theta_1, \lambda_1)$ имеет куполообразный вид с небольшой асимметрией, достигает максимума при угле $\theta_1 = 20.39^\circ$ и смещена относительно θ_B на угол -0.24° . Рассеянный угловой спектр имеет полную ширину 0.12° , т.е. заужен по отношению к $\Delta\theta_1$ примерно в 50 раз. Форма кривой рассеяния хорошо описывается полиномом седьмого порядка. При уменьшении расходимости первичного пучка $\Delta\theta_1$ до 0.5° можно пользоваться параболическим приближением.

Таблица 1

θ_1 , град.	17.5	19.5	21.5	23.5
$\Delta\theta$, град.	2.47	0.57	-1.43	-3.53
θ_2 , град.	19.97	20.07	20.07	19.97

В таблице 1 представлены выборочные значения углов θ_1 , $\Delta\theta$, θ_2 . Хорошо выражен эффект угловой фокусировки рассеянной волны. Угол $\varphi(\theta_1)$ является функцией монотонного роста. Как следствие, длина волны рассеянного излучения λ_2 увеличивается вдоль оси X. Казалось бы, что угол θ_2 должен равномерно расти с увеличением длины волны. Однако это не происходит. Обращает на себя внимание, что угол "преломления" $\Delta\theta$ выражается в градусах и имеет отрицательную производную при увеличении угла θ_1 . В целом, зеркальное отражение отсутствует, углы θ_1 и θ_2 существенно отличаются от брэгговских, а разница между ними может достигать нескольких градусов.

В отличие от истинного брэгговского рассеяния, которое описывается уравнением Брэгга и имеет вид дельта функции, собственная ширина комптоновского максимума зависит от угла качания или от углового спектра первичной волны.

При уменьшении расходимости первичного пучка $\Delta\theta_1$ собственная угловая ширина рассеянного излучения $\Delta\theta_2$ резко уменьшается. Так при расхо-

димости $\Delta\theta_1 = 0.1^\circ$ ширина рассеянного пучка составляет всего $0.12''$, а коэффициент сужения углового спектра составляет 3000. Отметим, что в рентгеновской дифрактометрии и, особенно, в секционной топографии обычно используются первичные пучки с еще меньшей расходимостью.

Как отмечалось выше, длина волны λ_2 растет с увеличением угла θ_1 .

Добавим к уравнению (3) дополнительное условие. Пусть угол θ_1 будет брэгговским для первичного пучка, тогда (2) переписывается:

$$(\lambda_1/\lambda_2) (\sin\theta_1 - \cos\theta_2 \sin\varphi) + \sin\theta_2 = 2\sin^2\theta_1 \sin\theta_2 \quad (4)$$

Мы получили универсальное уравнение, в котором полностью отсутствуют характеристики кристалла. Более того, это уравнение может быть решено аналитически, полагая величины Λ/λ_1 и $\Delta\theta/\theta_1$ малыми параметрами:

$$\Delta\theta = -\cos 2\theta_1 (\Lambda/\lambda_1) \operatorname{tg} \theta_1 \quad (5)$$

Здесь и ниже $\lambda_2 = \lambda_1 + \Delta\lambda$, $\Delta\theta = \theta_2 - \theta_1$. На рис.3 представлены зависимости $\Delta\theta$ от θ_1 . Угол θ_1 относится к излучению $\text{MoK}_{\alpha 1}$.

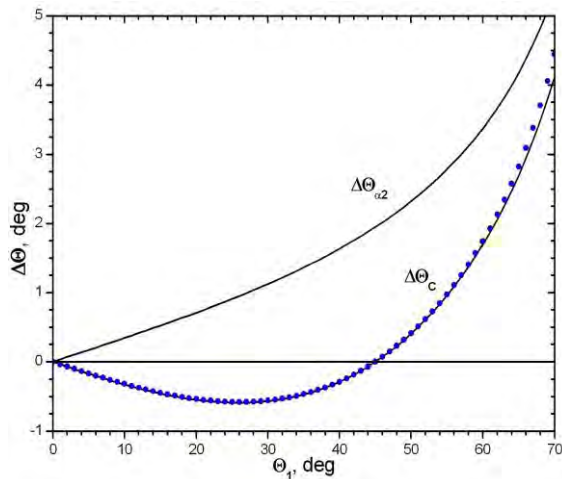


Рис. 3. Величины смещения $\Delta\theta$ от брэгговского угла θ_1 . $\Delta\theta_c$ – сплошная линия – аналитическая кривая (5), $\Delta\theta_{\alpha_2}$ – точки – решение уравнения (4), $\Delta\theta_{\alpha_1}$ – смещение линии $\text{K}_{\alpha 2}$

Рассмотрим графики $\Delta\theta$. В точках 0° и 45° смещения $\Delta\theta$ равны нулю. Кроме этих точек аналитическая кривая лежит ниже расчетных точек. В диапазоне углов θ_1 от 0° до 55° обе кривые близки. При 55° отличие в y -координате составляет 1.5%. Далее погрешность теоретической кривой быстро нарастает. Так при 60° погрешность составляет 2.6%, при 70° – 7.2%. На рис.2 видно, что на начальном участке когерентный комптоновский пик смещается в сторону малых углов рассеяния. Максимальное смещение соответствует углу $\theta_1 = 26^\circ$ и равно -0.58° . Далее комптоновский пик смещается уже в сторону основного брэгговского максимума ($\varphi = 2\theta_1$), и при углах θ_1 больших 45° появляется уже справа от основного брэгговского пика и смещается в сторону некогерентного комптоновского максимума. На рис.3 имеется еще кривая смещения линии $\text{K}_{\alpha 2}$. Видно, что ее смещение относительно брэгговского пика всегда больше, чем для когерентного комптоновского максимума.

Заключение. Математика говорит, что когерентный комптоновский пик должен присутствовать в угловых спектрах рассеяния. Вопрос состоит в возможности его наблюдения в эксперименте. Данные о наблюдении разделения дублета α_1 и α_2 на несмещенной компоненте при углах $\theta_1 < 45^\circ$ отсутствуют в литературе. Энергетические детекторы имеют разрешение больше 123 эВ, а это недостаточно для разрешения α – дублета. По-видимому, только эксперимент на синхротронном излучении с узкими щелями и совершенным кристаллом анализатором может принести позитивные результаты.

1. Gray J.A. // J. Franklin Ins. 633, 1920.
2. Debye P. // Phys. Zeitschr. 24, 161, 1923.
3. Compton A.H. // Phys. Rev. 21(5), 483 1923.
4. Compton A.H. // Phys. Rev. 22(5), 409, 1923.
5. Barkla C.G. // Phil. Mag. 7, 550, 1904.
6. Compton A.H. // Phys. Rev. 18, 96, 1921.
7. Florence D.C.H. // Phil. Mag. 20, 921, 1910.
8. Florence D.C.H. // Phil. Mag. 27, 225, 1914.
9. Gray J.A. // Phil. Mag. 26, 611, 1913.
10. Колонцова Е.В., Телегина И.В. // Кристаллография, 6, 768, 1961.
11. Лаушкин А.В., Бушуев В.А., Кузьмин Р.Н., Лобанов Н.Н. // ФТТ, 23, 278, 1981.
12. Бушуев В.А., Лаушкин А.В., Кузьмин Р.Н., Лобанов Н.Н. // Письма в ЖЭТФ, 34, 248, 1981.

Применение ионно-пучкового травления для «глубокой» асферизации линз

М.В. Зорина, А.Е. Пестов, Н.Н. Салащенко, М.Н. Торопов, Н.И. Чхало, А.В. Щербаков

Институт физики микроструктур РАН, Н. Новгород

a41862@pochta.ru

Необходимость в асферических оптических элементах высока как в рентгеновской оптике, так и оптике видимого диапазона. Такие элементы традиционно изготавливаются методом точения малым инструментом, что, как показывает практика, приводит к развитию шероховатостей среднечастотного диапазона. В то же время сферические поверхности изготавливают методом притира, демонстрирующим лучшие показатели. В этом исследовании мы попытались объединить преимущества двух этих методов, используя для асферизации сферической поверхности метод ионно-пучкового травления.

Для иллюстрации возможностей метода производилась асферизация плоско-выпуклой линзы из оптического стекла К8 с номинальным фокусным расстоянием 190 мм используемая в лазерно-плазменном источнике рентгеновского излучения для фокусировки лазерного излучения на мишени. До травления диаметр пятна фокусировки линзы для падающего пучка диаметром 44 мм составлял ~ 300 мкм. (Рис. 1.) Этот размер обеспечивается геометрическими aberrациями на краях линзы имеющих существенную площадь. Для параллельного пучка диаметром 12 мм, проходящего через центр линзы, диаметр фокусного пятна составляет всего лишь 10 мкм, что подтверждается теоретическими расчетами в пакете Zemax (Рис. 2.) и непосредственными измерениями. (Рис. 3.)



Рис. 1. Расчетная мощность в зависимости от полуширины щели детектора для исходной линзы с апертурой 44 мм.

Для измерения качества фокусировки линзы был собран стенд, позволяющий измерять размеры фокусного пятна с точностью $\sim 2,5$ мкм. Стенд состоит из точечного источника света (торец одномодового оптического волокна), коллиматора, преобразующего сферическую расходящуюся волну в плоскую, набора диафрагм, держателя линзы, ножа и детектора.

Свет из коллиматора проходит через диафрагму, затеняющую не исследуемые области линзы, попадает на линзу, фокусируется ею и попадает на детектор. Нож может смещаться вдоль главного луча системы и перпендикулярно ему. Он заводится в световой пучок и перекрывает часть или весь свет, попадающий на детектор, при этом расстояние пройденное ножом определяется по микровинту. По кривым, демонстрирующим зависимость мощности прошедшего света от положения ножа можно судить о ширине светового пучка в исследуемой плоскости. Этот метод позволяет одновременно определить размер фокусного пятна и фокусное расстояние.

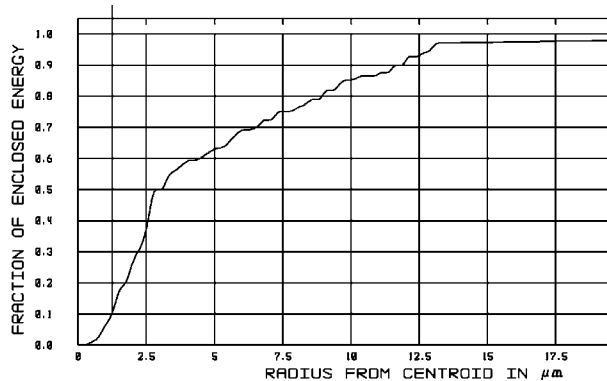


Рис. 2. Расчетная мощность в зависимости от полуширины щели детектора для исходной линзы с апертурой 12 мм.

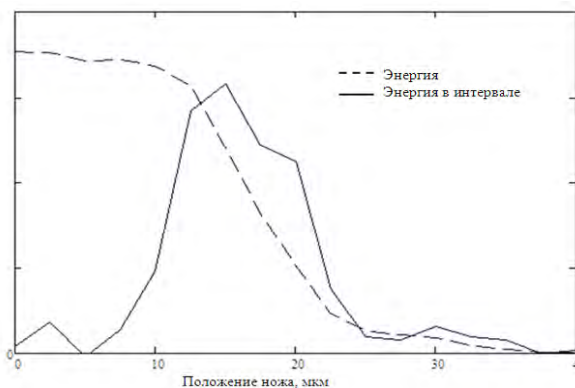


Рис. 3. Результаты измерений на стенде для исходной линзы с апертурой 12 мм.

По измеренному значению фокусного расстояния центральной части линзы пучком диаметром 12 мм, был определен её радиус кривизны, составивший 102,5 мм, для которого в пакете Zemax была построена необходимая асферизация. Согласно теоретическому расчету, идеально асферизованная линза позволяет получить пятно фокусировки ~ 5 мкм

для падающего пучка диаметром 44 мм. (Рис. 5.) При этом глубина асферизации линзы не превышает 35 мкм. (Рис. 4.)

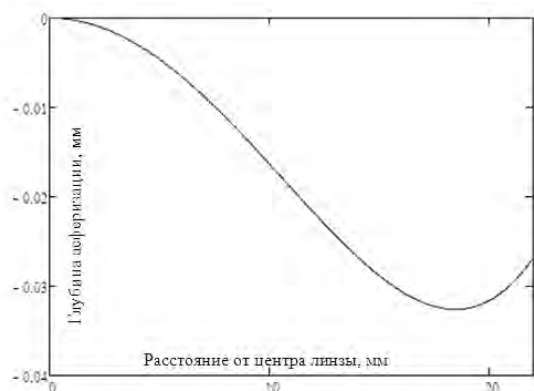


Рис. 4. Расчетная асферизация линзы.

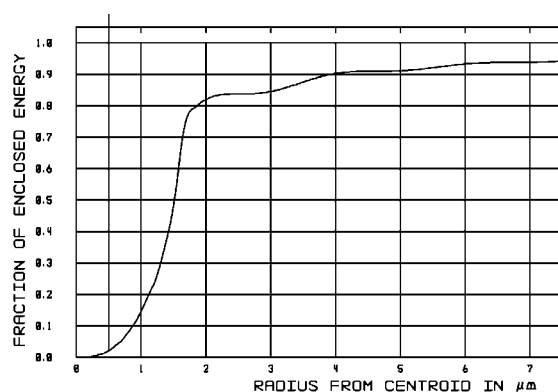


Рис. 5. Расчетная мощность в зависимости от ширины щели детектора для идеально асферизованной линзы с апертурой 44 мм.

Коррекция формы линзы проводилась на установке ионно-пучкового травления, описанной в [1]. С учетом распределения ионного тока в пучке была рассчитана и изготовлена диафрагма применявшаяся. Отклонение профиля травления измеренные на плоском образце - свидетеле от теоретического составляет не более 5% на всем интересующем нас интервале радиусов. Расчетное время травления составило ~32 часа. При приближении к расчетному времени травления, диаметр фокусного пятна линзы был вновь измерен на стенде и составил ~30 мкм для падающего пучка диаметром 44 мм. (Рис. 6.) Что вполне достаточно для лазерно-плазменного источника для ЭУФ литографа [2].

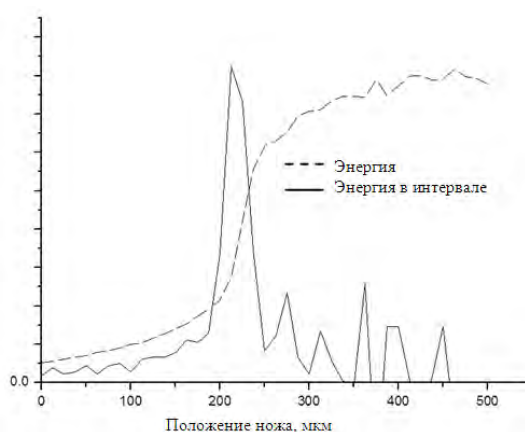


Рис. 6. Результаты измерений на стенде для асферизованной линзы с апертурой 44 мм

Таким образом, показано что с использованием разработанного в ИФМ РАН технологическо-измерительного комплекса за счет асферизации поверхностей стандартных линз, можно существенно улучшить качество фокусировки, в частности, заменить крупногабаритные, радиационностойкие и дорогостоящие многолинзовые объективы, применяющиеся в лазерноплазменных источниках одной линзой [3].

Работа поддержана грантами РФФИ 10-02-00957, 11-02-00597, 11-02-00589, 11-02-00961, 11-02-97109, ФЦП “Научные и научно-педагогические кадры инновационной России на 2009–2013 годы” и Минобрнауки РФ по ГК 16.552.11.7007.

1. N.I. Chkhalo, N.I. Manufacturing and Investigating Objective Lens for Ultrahigh Resolution Lithography Facilities / N.I. Chkhalo, A.E. Pestov, N.N., Salashchenko and M.N. Toropov // *Lithography*, Michael Wang (Ed.), 2010. ISBN: 978-953-307-064-3, INTECH, Available from: <http://sciyo.com/articles/show/title/manufacturing-and-investigating-objective-lens-for-ultrahigh-resolution-lithography-facilities>.

2. Волгунов, Д.Г. Стенд проекционного ЭУФ-нанолиитографа-мультипликатора с расчетным разрешением 30 нм / Д.Г. Волгунов, И.Г. Забродин, А.Б. Закалов, С.Ю. Зуев, И.А. Каськов, Е.Б. Ключенков, А.Е. Пестов, В.Н. Полковников, Н.Н. Салашенко, Л.А. Суслов, М.Н. Торопов, Н.И. Чхало // *Известия РАН. Серия физическая*. 2011. Т. 75, вып. 1. С. 54-56.

3. Loyer, L. A. New Laboratory EUV Reflectometer for Large Optics using a Laser Plasma Source / L. Loyer, T. Bottger, S. Braun, H. Mai, A. Leson, F. Scholze, J. Tummler, G. Ulm, H. Legall, P.V. Nickels, W. Sandner, H. Stiel, C. Rempel, M. Schulze, J. Brutscher, F. Macco, S. Mullender // *Proc. SPIE*. 2003. V.5038. P.12-21.

Применение диффузного рассеяния света для изучения шероховатости супергладких подложек

М.М. Барышева, М.В. Зорина, А.Е. Пестов, Н.Н. Салашченко,
М.Н. Торопов, Н.И. Чхало, А.В. Щербаков

Институт физики микроструктур РАН, Афононо

a41862@pochta.ru

Создание рентгеновской оптики дифракционного качества накладывает жесточайшие требования на качество используемых подложек. Отклонение от формы не должно превышать 3–4 ангстрем в широком диапазоне пространственных частот. В этой работе исследовалась возможность применения диффузного рассеяния света для измерения шероховатости супергладких подложек в среднечастотном пространственном диапазоне, в котором традиционно используется оптическая интерференционная микроскопия (ОИМ) и недостатки которой показаны в [1,2].

Под аттестацией поверхности понимается построение функции спектральной мощности шероховатости (power spectral density – PSD) $PSD(\nu)$, ν – пространственная частота. АСМ и ОИМ позволяют получить и обработать непосредственно карту поверхности, в случае диффузного рассеяния рентгеновского излучения ДРПИ [3] связывает одномерную индикатрису рассеяния с $PSD(\nu)$ в виде.

$$\Pi(\theta) = \frac{\pi^2 |1 - \varepsilon|^2 |t(\theta_0)t(\theta)|^2}{2\lambda^3 \sin \theta_0 \sqrt{\cos \theta_0 \cos \theta}} PSD_{1D}(\nu), \quad (1)$$

$$\nu = \frac{1}{\lambda} |\cos \theta - \cos \theta_0|,$$

где θ_0 и θ – углы падения и рассеяния излучения, λ – длина волны, ε – диэлектрическая проницаемость, t – френелевские коэффициенты прохождения.

При аттестации методом диффузного рассеяния света (ДРС) аналогично с ДРПИ двумерную индикатрису рассеяния можно связать с PSD функцией в виде:

$$\Phi(\theta, \varphi) = \frac{\pi^2 |1 - \varepsilon|^2 |t(\theta_0)t(\theta)|^2}{\lambda^4 \sin \theta_0} PSD_{2D}(\nu), \quad (2)$$

$$\nu = \frac{1}{\lambda} \sqrt{\cos^2 \theta + \cos^2 \theta_0 - 2 \cos \theta \cos \theta_0 \cos \varphi}$$

где φ – угол рассеяния в плоскости перпендикулярной плоскости падения и поверхности.

Для измерения индикатрисы рассеяния используется зеленый лазер ($\lambda = 532$ нм) мощностью 5 мВт, луч которого падает на исследуемую поверхность, отражаясь и рассеиваясь. Рассеянное излучение попадает на CCD матрицу, установленную в непосредственной близости от зеркально отраженного пучка. Диапазон пространственных частот шероховатостей, доступных для измерения, определяется угловыми

размерами детектора и в теории составляет от 3×10^{-4} – 0,07 мкм⁻¹.

Преимущество этого метода в том, что большая длина волны в сравнении с рентгеновским излучением позволяет продвигаться в область меньших пространственных частот. В то же время, этот метод не использует эталоны, применяемые в оптической интерференционной микроскопии, и не приобретает ошибки, связанные с их учетом. Существенную сложность для этого метода представляет необходимость защиты детектора от паразитных переотражений и рассеяний на различных элементах установки, т.к. их интенсивности могут быть сравнимы с диффузным рассеянием на углы $\sim 5^\circ$.

В докладе будет описана экспериментальная установка для изучения ДРС и приведены экспериментальные данные по шероховатостям от ряда сверхгладких поверхностей. Приводится сравнение с результатами измерений с использованием стандартных методов ДРПИ, ОИМ и атомно-силовой микроскопии. Обсуждаются преимущества и основные проблемы практического применения данной методики для изучения сверхгладких поверхностей.

Работа поддержана грантами РФФИ 10-02-00957, 11-02-00597, 11-02-00589, 11-02-00961, 11-02-97109, ФЦП “Научные и научно-педагогические кадры инновационной России на 2009–2013 годы” и Минобрнауки РФ по ГК 16.552.11.7007.

1. Барышева, М.М. Особенности изучения шероховатости подложек для многослойной рентгеновской оптики методами малоугловой рентгеновской рефлектометрии, атомно-силовой и интерференционной микроскопии / М.М. Барышева, Ю.А. Вайнер, Б.А. Грибков, М.В. Зорина, А.Е. Пестов, Д.Н. Рогачев, Н.Н. Салашченко, И.Л. Струля, Н.И. Чхало // Известия РАН. Серия физическая. 2011. Т.75, № 1. С. 71-76.

2. Barysheva, M.M. Problem of roughness detection for supersmooth surfaces / M.M. Barysheva, B.A. Gribkov, Yu. A. Vainer, M.V. Zorina, A.E. Pestov, Yu. Ya. Platonov, D.N. Rogachev, N.N. Salashchenko, N.I. Chkhalo // Proc. of SPIE. 2011. V. 8076. P. 80760M-1-10.

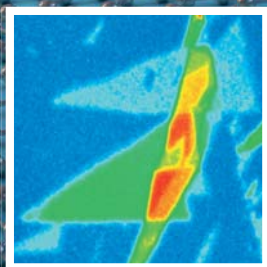
3. V. E. Asadchikov et.al., Nucl. Instr. & Meth. in Phys. Res. A., 530, 575 (2004).

ИНТЕГРА Спектра

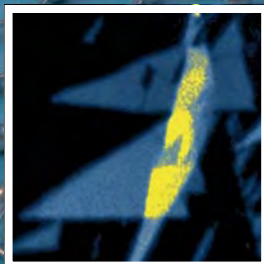
АСМ + КР Микроскопия + СБОМ + TERS

10⁻⁹ м

Множество методических подходов для исследования одного образца



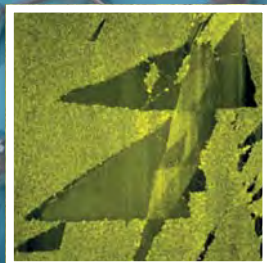
КР-микроскопия:
интенсивность
G-линии



КР-микроскопия:
положение 2D линии



Интенсивность
рэлеевского рассеяния

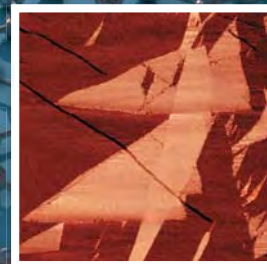


АСМ: топография

Исследования одного и того же образца графена методиками микроскопии комбинационного рассеяния (КР) и АСМ в рамках одного эксперимента



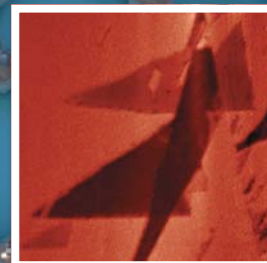
АСМ: метод
латеральных сил



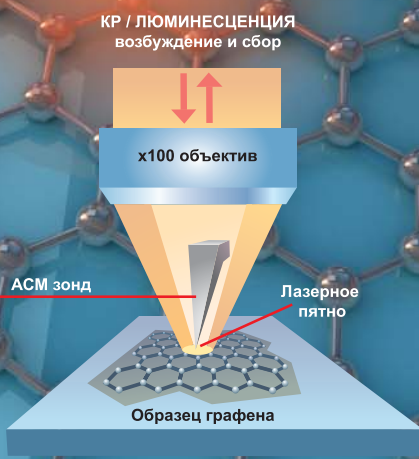
АСМ: метод модуляции
силы



АСМ: метод
зонда Кельвина



АСМ:
электростатическая
силовая микроскопия



Подробности смотрите на сайте:
www.ntmdt.com/pdf/spectra_graphene.pdf

www.ntmdt.com

www.ntmdt-tips.com



Компания **Bruker** предлагает широкий спектр аналитического оборудования:

- Рентгеновские спектрометры и дифрактометры
- Масс-спектрометры
- ЯМР-спектрометры
- Ик-Фурье спектрометры





**Постановка
клиент-ориенти-
рованных базовых
технологических
процессов**



**Инфраструктурная
поддержка малых
и учебных
организаций для
проведения
прикладных
разработок**



**Предоставление
технической
поддержки НИР
и НИОКР в сфере
нанотехнологий**



**Проведение
технологических
экспериментов**

ПРИКЛАДНАЯ ЛАБОРАТОРИЯ

194156, Россия,
Санкт-Петербург, пр. Энгельса, 27
Тел.: +7 (812) 702-13-08, 633-05-96
Факс: +7 (812) 320-43-94, 633-05-97

e-mail: sales@semiteq.ru
www.semiteq.ru



Головной 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: info@omicron.de
Web: www.omicron.de
www.oxford-instruments.com

Представительство в России

ООО «ТерПаЛаб НТС»
Тел: (+)7 - 49 59 39 11 06
Факс: (+)7 - 49 59 39 17 53
E-Mail: info@trlsys.ru

Компания Omicron NanoTechnology – это признанный мировой лидер среди производителей аналитического оборудования для научных исследований в области нанотехнологий. Мы используем инновационные технологии, создаем отвечающие самым высоким современным требованиям приборы и объединяем их в уникальные многофункциональные аналитические системы.

Многофункциональность - это философия компании Omicron. Вот несколько примеров реализации этой философии:

- MULTIPROBE LT - Атомно-силовой микроскоп с атомарным разрешением, работающий при температуре <5 К с использованием Q-plus сенсора.
- UHV NANOPROBE - 4-х зондовый микроскоп для исследования транспортных свойств наноструктур.
- ESCA+ - Быстрая, надежная и высокоэффективная реализация методов электронной спектроскопии для химического анализа (ЭСХА).
- MULTIPROBE MBE – Установка молекулярно-лучевой эпитаксии на образцах размером до 4-х дюймов.
- Комплексы МЛЭ, магнетронного напыления, СЗМ, напыления тонких пленок, отжига, послойного осаждения пленок и др. - Реализация технологий создания материалов будущего уже сегодня!
- МЛЭ & СЗМ – Установки для создания и исследования наноструктур.
- МЛЭ & СЗМ & Спектроскопия – Комплексное решение задач наноаналитики.
- NanoSAM Lab – Сканирующий электронный микроскоп с разрешением 3 нм & сканирующий Оже-нанозонд 5 нм.
- NanoESCA - Сканирующий ЭСХА с разрешением 650 нм.

Компания поддерживает более 30-ти различных экспериментальных методик, и для каждой из них найдутся специалисты, которые окажут Заказчику поддержку в планировании проекта, оценят пригодность методов, помогут в проектировании системы, проведут практическое обучение на оборудовании и осуществят модернизацию имеющейся у Заказчика системы.

Мы предлагаем большое количество стандартных модульных установок и всегда готовы рассмотреть уникальные индивидуальные решения. Используя специальные знания и широкую инфраструктуру, Omicron разрабатывает совершенно новые подходы, которые наиболее полно соответствуют специальным требованиям Заказчика. Компания всегда поддерживает Заказчиков в проведении их исследований, Omicron – это научно-исследовательская компания с более чем двадцатилетним опытом работы.

Omicron NanoTechnology входит в группу компаний Oxford Instruments.

Более подробную информацию мы можете получить на сайте:

www.omicron.de или www.oxford-instruments.com



INTEGRATION OF SCANNING PROBE MICROSCOPY AND
SCANNING ELECTRON/ION MICROSCOPY

KEY FEATURES

- Sub-Nanometric Height Resolution in SEM/SAM/FIB
- Closed-Loop Scanning and Coarse Positioning in 3D
- Automated Tip Replacement
- Kinematic Sample and Tunneling Tip/AFM Sensor Mount
- HV and UHV Design



SPECS Surface Nano Analysis GmbH

T +49 (0)30 46 78 24-0

E support@specs.com

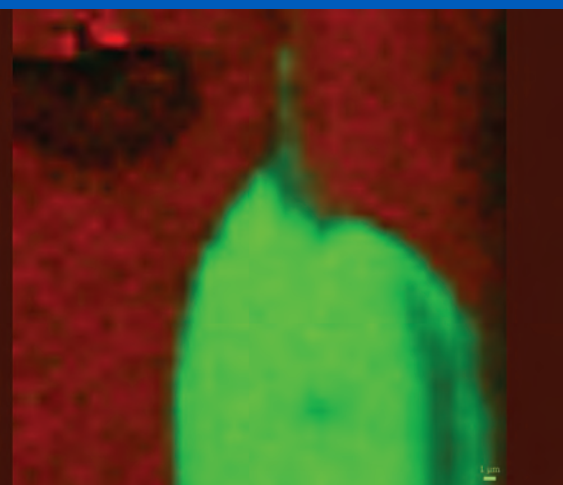
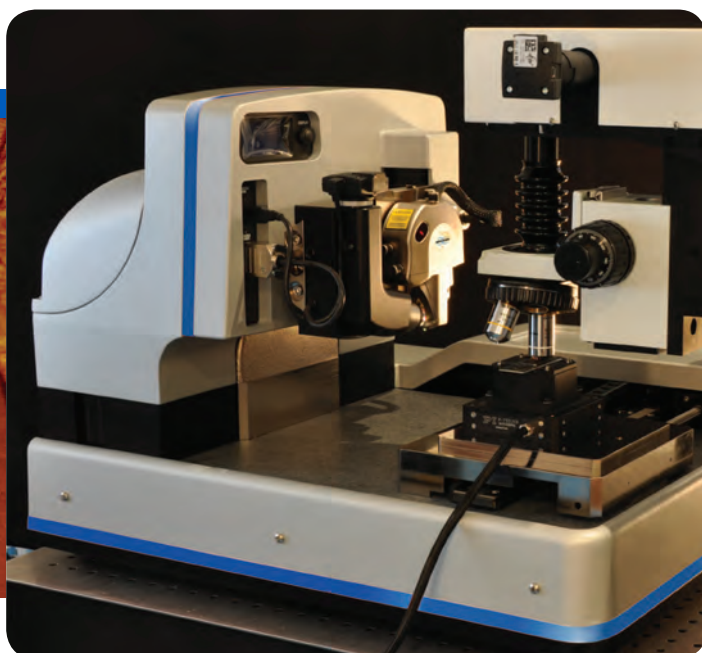
H www.specs.com

SPECS[™]



Dimension Icon AFM-Raman

Высокопроизводительный АСМ, комбинированный с Рамановским спектрометром



Современные потребности в лабораторных приборах, исследующих характеристики образцов на микро- и наноуровне выходят за рамки возможностей применения одного метода исследования. Объединение методик атомно-силовой микроскопии и Рамановской спектроскопии позволяет получать детальную информацию о химическом составе и топографии образца одновременно, способствуя наилучшему пониманию механизмов возникновения специфических свойств материалов.

- Высочайшее разрешение АСМ и полный спектр методик, используемых для изучения электрических свойств в сочетании с передовой конфокальной Рамановской спектроскопией
- Высокоточные результаты при последовательном использовании двух методов без изменения положения образца
- Глубокий анализ исследуемых образцов при помощи комбинированных методов

За более подробной информацией обращайтесь в ООО «ОПТЭК»

105005, Москва, Денисовский пер., 26

тел.: +7 (495) 933-51-51

+7 (495) 933-51-56

факс: +7 (495) 933-51-55

e-mail: office@optecgroup.com

www.optecgroup.com

ОПТЭК
Объединяя решения



Научно-производственная компания ЗАО «АСТОР» была основана в 1995 году ведущими специалистами России в области фтора и фторсодержащих соединений. Деятельность компании направлена на разработку технологий и создание производств специальных фторсодержащих газов для микроэлектроники

В настоящее время АСТОР производит высокочистые фторированные газы, широко применяемые в микроэлектронике: C3F8_5.0, C4F8-с_5.0, SiF4_5.0, C4F6_4.0, CH3F_4.0. Продукция выпускается на современном технологическом оборудовании с применением статистических и аналитических методов контроля производственных процессов, отвечающих высоким требованиям клиентов в данной отрасли.

Деятельность научно-исследовательского подразделения компании АСТОР направлена на разработку и внедрение в производство собственных оригинальных технологий синтеза и очистки специальных фторсодержащих газов. Исследования проводятся на принадлежащих компании лабораторных и опытно-промышленных установках, расположенных на территории ЗАО «АСТОР». В настоящее время исследования проводятся по следующим направлениям:

- 1) Лазерная инфракрасная многофотонная изомеризация многоатомных молекул фторуглеродов.
- 2) Ультразвуковая активация процессов дегалогидирования фторхлоруглеродов.
- 3) Плазмохимическое гидрирование тетрафторида кремния.

Работы ведутся в содружестве с ведущими российскими исследовательскими институтами и научными центрами. Среди них: ФТИ им. А.Ф. Иоффе, Институт спектроскопии РАН, Институт Общей физики им. А.М. Прохорова РАН и другие. За 15 лет был создан ряд уникальных технологий, получено более 30 патентов. Некоторые полученные результаты внедрены в производство продуктов, производимых компанией АСТОР.

Наши контакты:

ЗАО «АСТОР»

Адрес: 188663, Ленинградская область,
Всеволожский район,

Поселок Кузьмолловский

Телефон: +7(812) 319-38-73

Факс: +7 (812) 319-38-74

Интернет-страница: www.astor.ru

Эл. почта: astor@astor.ru

Содержание 2 тома

3 секция. Полупроводниковые наноструктуры: электронные, оптические свойства, методы формирования

Нагаев К.Э. Электрон-электронное рассеяние и сопротивление баллистических многомоновых каналов.....	333
Нежданов А.В. Влияние условий получения на свойства самоформирующихся кремниевых наноструктур на поверхности высокоориентированного пиролитического графита.....	334
Нечаев И.А. Особенности затухания квазичастиц в двумерных электронных системах со спин-орбитальным взаимодействием.....	336
Оболенский С.В. Моделирование мощного InAlAs / InGaAs HEMT при облучении квантами высоких энергий.....	338
Orlov O.M. Research of specific features of non-volatile memory element based on discrete storage medium such as SONOS structure.....	340
Панин А.Н. Исследование характеристик полупроводниковых диодов на сверхрешетках в терагерцовом диапазоне частот.....	341
Пахомов Г.Л. Структурно-модифицированные слои субфталоцианина в фотовольтаических ячейках.....	343
Перов А.А. Топологические аспекты течения эффектов Керра и Фарадея в электронном газе со спин-орбитальным взаимодействием в полупроводниковой сверхрешетке.....	345
Петров С.И. Получение слоев GaN с пониженной плотностью дислокаций методом МЛЭ.....	347
Платонов А.В. Оптические свойства одиночных квантовых точек GaAs, внедренных в квантовые проволоки AlGaAs.....	349
Попов В.Г. Туннельная спектроскопия межподзонных возбуждений в квантовой яме.....	350
Попов В.В. Резонансное усиление ближнего терагерцового поля на дефекте планарного плазмонного кристалла.....	352
Попов В.В. Локализованные и коллективные плазмонные моды в двумерной электронной системе с периодическим решеточным затвором.....	354
Попов В.В. Токовое усиление терагерцового фотовольтаического отклика в плазмонном кристалле с асимметричной элементарной ячейкой.....	356
Пушкарев С.С. Исследование влияния модификации метаморфного буфера на электрофизические и структурные свойства MHEMT наногетероструктур $\text{In}_{0.70}\text{Al}_{0.30}\text{As}/\text{In}_{0.75}\text{Ga}_{0.25}\text{As}$	359
Revin D.G. Transparency current in mid-infrared quantum cascade lasers.....	362
Романова Ю.Ю. Параметрическая генерация высокочастотных гармоник в полупроводниковых СР.....	364
Романова Ю.Ю. Туннелирование и токовые неустойчивости в двумерных сверхрешетках.....	366
Румянцев В.В. Релаксация примесной фотопроводимости в кремнии легированном бором в сильных электрических полях.....	368
Румянцев В.В. Спектрокинетические исследования терагерцовой фотопроводимости в объемных структурах $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ ($x < 0.2$).....	370
Рябоштан Ю.Л. Мощные суперлюминесцентные диоды ($\lambda = 670$ нм) на основе квантоворазмерных гетероструктур InGaP/AlGaInP.....	372
Савинов С.А. Оптическая диагностика гетероструктур резонансно-туннельных диодов в процессе выращивания.....	374
Савинов С.А. Исследование нелинейных свойств и эффектов воздействия высокочастотного поля гигагерцового и субтерагерцового диапазона на статические характеристики одно- и двухмных резонансно-туннельных GaAs/AlAs наноструктур.....	376
Савинский С.С. Особенности временной эволюции квантовых состояний в графене.....	378
Савинский С.С. Трансформация электронного спектра графена и углеродной нанотрубки при упругой деформации.....	380
Садюфьев Ю.Г. Сравнение DWELL и DUWELL концепций выращивания InAs квантовых точек на GaAs.....	382
Садюфьев Ю.Г. Спектры усиления квантово-каскадных структур ТГц диапазона с 2 КЯ на основе $\text{Al}_{0.15}\text{Ga}_{0.85}\text{As}/\text{Al}_{0.02}\text{Ga}_{0.98}\text{As}(\text{GaAs})/\text{Al}_{0.15}\text{Ga}_{0.85}\text{As}$	384
Siprova S.V. Hybrid material for conversion of sunlight energy on basis of single walled carbon nanotube and ruthenium dye.....	386
Смотрин Д.С. Спектроскопия нелегированных сверхрешеток GaAs/AlGaAs.....	388
Соловьев И.И. Отклик биосенсора на нанопроводе в присутствии заряженных частиц в растворе.....	390
Софронов А.Н. Фотоиндуцированное и равновесное поглощение света в квантовых точках Ge/Si.....	392

Спирин К.Е. Особенности остаточной фотопроводимости в гетероструктурах InAs/AlSb с двойными квантовыми ямами с туннельно-прозрачным барьером	394
Степихова М.В. Микрорезонаторы на основе структур кремния-германия для фотонных приложений	396
Талалаев В.Г. Светоизлучающие туннельные наноструктуры на основе квантовых точек в матрице кремния и арсенида галлия	398
Тележников А.В. Мезоскопические состояния в графене, находящемся в магнитном поле: коллапс и возрождение волновых пакетов	400
Тетельбаум Д.И. Структурные аспекты ионно-лучевой модификации ансамбля наночастиц золота в оксидных матрицах	402
Тимофеева М.А. Эффект «затенения» при росте полупроводниковых нитевидных нанокристаллов методом молекулярно-пучковой эпитаксии	404
Тихов С.В. Адмиттанс кольцевых диодных структур с квантовыми ямами InGaAs/InAlAs на подложке i-InP	406
Тихов С.В. Определение концентрации и подвижности электронов в гетероструктурах InGaAs/GaAs с δ -слоем кремния	408
Фальковский Л.А. Квантовая магнитооптика и эффект Керра на графеновых слоях	410
Федосеев Д.В. Симуляция роста кремниевых наночастиц методами молекулярной динамики	412
Фролова Е.В. Пространственно-временная эволюция квантовых состояний в двухслойном графене	413
Хазанова С.В. Исследование реального энергетического спектра туннельно-связанных квантовых ям InGaAs/GaAs структурными и фотоэлектрическими методами	415
Хомицкий Д.В. Исследование различных режимов осцилляций Раби в двойной квантовой точке со спин-орбитальным взаимодействием	417
Хомицкий Д.В. Эффекты гигантского спин-орбитального взаимодействия в наноструктурах «висмут на кремнии» и их перспективы в спинтронике и наноэлектронике	419
Хохлов Д.Р. Гашение задержанной фотопроводимости в легированных сплавах на основе теллурида свинца	421
Храпай В.С. Парные взаимодействия между электронами одномерных ферми-жидкостей противоположной киральности в присутствии потенциала беспорядка	423
Цырлин Г.Э. Гетероструктурные нитевидные нанокристаллы	424
Чугров И.А. Температурная зависимость фотолюминесценции нанопериодических структур с упорядоченными массивами нанокристаллов кремния в оксидной матрице	426
Шалеев М.В. Переход от двумерного к трехмерному росту в SiGe гетероструктурах, сформированных на релаксированных SiGe/Si(001) буферных слоях	428
Шамирзаев Т.С. Безызлучательный перенос экситонов от InAs/AlAs квантовых точек к молекулам красителя	430
Шамирзаев Т.С. Новая система квантовых точек GaSb/GaP	432
Шамирзаев Т.С. Вертикальное упорядочение в гибридной плазмонной системе капля индия — квантовая точка InAs, полученной методом нанокapельной эпитаксии	434
Шангина Е.Л. Терагерцовые смесители на основе полупроводниковых гетероструктур AlGaAs/GaAs	435
Щербаков А.В. Пикосекундная акустика в полупроводниковых наноструктурах	437
Энтин М.В. Межэлектронное взаимодействие в графене: физические эффекты, обусловленные коническим спектром	439
Юнин П.А. Способ учета параметра сдвига при восстановлении распределения состава полупроводниковых структур по глубине в методе ВИМС	441
Юрасов Д.В. Селективное легирование SiGe гетероструктур сегрегирующими примесями	443
Яблонский А.Н. Спектры возбуждения и кинетика ФЛ ионов эрбия в кремнии в условиях интенсивной оптической накачки	445
Якимов Е.Б. Температурные зависимости вольт-фарадных характеристик светоизлучающих структур с множественными квантовыми ямами InGaN/GaN	447
Якунин М.В. Спиновая поляризация и псевдоспиновый ферромагнетизм в режиме квантового эффекта Холла в квантовой яме HgTe	449
Ясиевич И.Н. Излучение кремниевых нанокристаллов	451

4 секция. Зондовая микроскопия: измерения и технологии атомарного и нанометрового масштаба

Магонов S. Probing of Local Materials Properties in Atomic Force Microscopy	453
Абетковская С.О. Метод формирования нанобъема металла, совмещающий мембранно-капиллярный и гальванический методы	455

<i>Алафердов А.В.</i> Изучение термического контакта между углеродными нанотрубками и металлом.....	456
<i>Alekseev A.M.</i> Reconstruction of graphene network inside graphene/polymer composites by electrical methods of SPM.....	458
<i>Андрюшечкин Б.В.</i> Атомный механизм фазового перехода «соразмерная-несоразмерная фаза» в хемосорбированном слое хлора на поверхности Ag(111).....	459
<i>Андрюшечкин Б.В.</i> Адсорбция молекулярного йода на поверхность Ag(110).....	461
<i>Андрюшечкин Б.В.</i> Атомная структура кластеров хлорида золота на поверхности Au(111).....	463
<i>Асеев С.А.</i> Вакуумный зондовый сканирующий микроскоп на основе полого микроострия.....	465
<i>Бахтин Р.З.</i> Сканирующая туннельная микроскопия точечных дефектов и неоднородностей на поверхности графена в процессе CVD роста.....	467
<i>Бухараев А.А.</i> Получение металлических наноконтактов и нанопроволок с помощью СЗМ методом индентирования.....	468
<i>Быков В.А.</i> Возможности кластерных комплексов для создания и исследования приборов микро- и наноэлектроники.....	470
<i>Володин А.П.</i> Особенности применения зондовой микроскопии для изучения углеродных наноструктур.....	471
<i>Гоголинский К.В.</i> Обеспечение прослеживаемости к первичному эталону единицы длины при измерениях линейных величин методом СЗМ.....	473
<i>Гордеева А.Б.</i> Структура и оптические свойства пленок фталоцианина меди, выращенных на подложках GaAs(001) разного типа легирования.....	475
<i>Гришин М.В.</i> Строение наночастиц на основе золота, никеля и платины, нанесенных на поверхность графита.....	477
<i>Гришин М.В.</i> Структура и электронное строение карборановых наночастиц.....	479
<i>Гришин М.В.</i> Адсорбция кислорода и водорода на поверхности наноструктурированной SnO ₂ пленки.....	480
<i>Далидчик Ф.И.</i> Туннельная спектроскопия гетерополисоединений.....	482
<i>Егоров В.К.</i> Возможности ионопучковых методов диагностики планарных наноструктур.....	484
<i>Еремеев С.В.</i> Двумерный электронный газ с большим Рашбовским расщеплением на поверхности BiTeCl.....	486
<i>Жижин Е.В.</i> Модификация индуцированного спин-орбитального расщепления π -состояний графена при совместной интеркаляции Bi и благородных металлов.....	488
<i>Жуков А.А.</i> Исследование электронного транспорта в проволоках InAs при помощи сканирующего затвора при гелиевых температурах.....	490
<i>Зотов А.В.</i> Самоорганизация фуллеренов на поверхности: от случайного роста островков до формирования магических кластеров.....	492
<i>Каверин Б.С.</i> Фиксация ориентированных массивов многостенных углеродных нанотрубок методом термополимеризации с целью создания различных устройств на их основе.....	494
<i>Карбань О.В.</i> Визуализация молекул ротаксана, осажденных на Si(100).....	496
<i>Коротеев Ю.М.</i> Спиновая текстура атомных слоев и глубоколежащие топологические состояния в гомологических рядах топологических изоляторов.....	497
<i>Лебедев Д.В.</i> Атомно-силовая микроскопия наночастиц кобальта на поверхности высокоориентированного пиролитического графита при получении и отжиге в сверхвысоком вакууме.....	499
<i>Мартынович Е.Ф.</i> Образование разноразмерных наночастиц натрия в γ -облученных кристаллах фторида натрия после оптического воздействия.....	501
<i>Мартынович Е.Ф.</i> Определение ориентации единичных квантовых систем методами сканирующей флуоресцентной микроскопии.....	503
<i>Масловская А.Г.</i> Физико-математическое моделирование индуцированной электронным зондом зарядки сегнетоэлектриков в процессе переключения доменной структуры.....	505
<i>Мелентьев П.Н.</i> Единичное нанодоверстие и фотонный кристалл: спектрально-селективное увеличение пропускания света.....	507
<i>Миннекаев М.Н.</i> Структурные, электронные и транспортные свойства гетероструктур металл/сегнетоэлектрик/металл, выращенных методом импульсного лазерного осаждения.....	509
<i>Мионов В.Л.</i> Магнитно-силовая микроскопия паттернированных ферромагнитных наноструктур.....	511
<i>Павлова Т.В.</i> Структурные превращения и реконструкция поверхности Cu(110) при адсорбции хлора.....	513
<i>Попова А.А.</i> Роль ковалентного взаимодействия и переноса заряда во взаимодействии графена на поверхности Ni(111) с интеркалированными слоями Au, Cu и Al.....	515
<i>Русина Г.Г.</i> Поверхностные фононы: теория и эксперимент.....	517
<i>Саранин А.А.</i> Динамика атомов на реконструированных поверхностях кремния.....	519
<i>Силкин И.В.</i> Природные серосодержащие минералы, как топологические изоляторы с широкой запрещенной щелью.....	520

<i>Титков А.Н.</i> АСМ исследования механических свойств полупроводниковых нитевидных кристаллов	522
<i>Толстихина А.Л.</i> Сканирующая зондовая микроскопия сегнетоэлектрических нанокристаллов и пленок P[VDF-TrFE].....	524
<i>Шикин А.М.</i> Графен и спинтроника. Эффекты модулируемого индуцированного спин-орбитального расщепления.....	526
<i>Шур В.Я.</i> Эволюция нанодоменов в одноосных сегнетоэлектриках и достижения нанодоменной инженерии	528

5 секция. Многослойная и кристаллическая рентгеновская оптика

<i>Аристов В.В.</i> Неоклассическая теория рассеяния рентгеновского излучения на свободных и слабосвязанных электронах	530
<i>Ахсахалян А.Д.</i> Сравнительные характеристики оптических методов измерения формы поверхности в ИФМ РАН.....	534
<i>Ахсахалян А.Д.</i> Возможности использования метода реактивного ионно-лучевого травления для изготовления двойки изогнутых поверхностей	536
<i>Барышева М.М.</i> Изучение шероховатости супергладких поверхностей для изображающей рентгеновской оптики дифракционного качества	538
<i>Барышева М.М.</i> Влияние приповерхностных объемных неоднородностей на рассеяние рентгеновского излучения	540
<i>Belyakov V.A.</i> Localized X-Ray and neutron modes in crystals and options of their applications in X-Ray and neutron optics	542
<i>Булгакова С.А.</i> Химически усиленные резисты для литографии высокого разрешения	544
<i>Бушуев В.А.</i> Влияние теплового нагрева кристалла на дифракцию импульсов рентгеновского лазера на свободных электронах	546
<i>Гайкович П.К.</i> Поляризаторы и фазовращатели для мягкого рентгеновского диапазона на основе свободновисящих Co/Sc многослойных структур	548
<i>Горай Л.И.</i> Дифракционные решетки для коротковолнового излучения: современные требования и достижения	550
<i>Григорьев М.В.</i> Определение структурных параметров пьезоэлектрического кристалла CTGS (Ca ₃ TaGa ₃ Si ₂ O ₁₄) по данным флуоресцентного анализа	553
<i>Зорина М.В.</i> Ситалловые суперполированные подложки для рентгеновской оптики	555
<i>Зорина М.В.</i> Проблемы применения атомно-силовых микроскопов для изучения шероховатости элементов изображающей оптики. Пути решения	557
<i>Зуев С.Ю.</i> Оптимизация применения монитора в измерительных стендах рефлектометрии мягкого рентгеновского излучения.....	559
<i>Иржак Д.В.</i> Метод измерения независимых пьезоэлектрических модулей кристалла КТГС с использованием рентгеновской дифрактометрии.....	561
<i>Кузин С.В.</i> Рентгеновская оптика для современных космических исследований	563
<i>Лопаев Д.В.</i> Плазменная очистка многослойных зеркал в EUV литографии	565
<i>Лопатин А.Я.</i> Сравнительное тестирование свободновисящих многослойных Mo/ZrSi ₂ и Mo/NbSi ₂ фильтров по термостабильности	567
<i>Лучин В.И.</i> Влияние долговременного теплового воздействия на кристаллическую структуру свободновисящего Mo/ZrSi ₂ -фильтра	569
<i>Марков А.В.</i> Некоторые возможности корректировки профиля параболической поверхности рентгеновских зеркал и способы их аппроксимации.....	571
<i>Митрофанов А.В.</i> Удаление тонких слоев органики с поверхности элементов рентгеновской оптики.	573
<i>Парьев Д.Е.</i> Короткопериодные W/Si многослойные зеркала с аномально большой толщиной.....	574
<i>Пестов А.Е.</i> Установка ионно-пучковой и плазмохимической прецизионной коррекции формы оптических поверхностей.....	576
<i>Пестов А.Е.</i> Развитие прецизионной ионно-пучковой коррекции формы оптических элементов в ИФМ РАН.....	577
<i>Полковников В.Н.</i> Установка магнетронного и ионно-пучкового напыления многослойных структур	579
<i>Рагозин Е.Н.</i> Аперидические многослойные структуры в оптике мягкого рентгеновского излучения	581
<i>Рошупкин Д.В.</i> Исследование акустических волновых полей в кристаллах семейства лантан-галлиевого силиката на источнике синхротронного излучения BESSY II	583
<i>Рошупкин Д.В.</i> Фазовые дифракционные решетки на основе кристалла Si(400)	585

Рошупкин Д.В. Дифракция рентгеновского излучения на сегнетоэлектрической доменной структуре в $127^\circ Y'$ -срезе кристалла $LiTaO_3$	587
Стариков С.Д. Многослойные зеркала La/B_4C для спектральной области вблизи 6,7 нм	589
Суворов Э.В. Дифракционные механизмы изображения дислокаций в рентгеновской топографии	591
Торопов М.Н. Интегрированный источник эталонной сферической волны на основе одномодового волокна с субволновой выходной апертурой для дифракционной интерферометрии	593
Торопов М.Н. Стенд низкокогерентного светосильного интерферометра с дифракционной волновой сравнения	595
Фахртдинов Р.Р. Метод ХВІС на лабораторном источнике рентгеновского излучения	597
Фахртдинов Р.Р. Оптимизация процесса сканирования в методе ХВІС	599
Чумаков А.И. Рентгеновская оптика для сверхмощных пучков излучения	601
Чхало Н.И. Лазерно-плазменный источник ЭУФ излучения для проекционной нанолитографии	602
Шулаков Е.В. Новый тип когерентного рассеяния с изменением длины волны первичного излучения	604
Щербаков А.В. Применение ионно-пучкового травления для «глубокой» асферизации линз	607
Щербаков А.В. Применение диффузного рассеяния света для изучения шероховатости супергладких подложек	609

СПИСОК УЧАСТНИКОВ

Абетковская Светлана Олеговна

Государственное научное учреждение «Институт тепло- и массообмена им. А.В. Лыкова Национальной академии наук Беларуси»
+375 (17) 2841060
abetkovskaia@mail.ru
ул. П. Бровка, 15, г. Минск, 220072, Беларусь

Акимов Алексей

Российский квантовый центр
+7 (916) 3473597
aa@gqc.ru
Сколково

Аладышкин Алексей Юрьевич

Учреждение Российской академии наук Институт физики микроструктур РАН
+7 (831) 4385185
aladyshkin@yandex.ru
ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия

Алафердов Андрей Валерьевич

Университет Кампинаса
+55 (19) 35215213
andrei.alaferdov@ccs.unicamp.br
UNICAMP, CCS, С.Р. 6061, 13083-870,
Campinas, SP, Brazil

Алексеев Александр Михайлович

ЗАО Нанотехнология-МДТ
+7 (499) 7357777
alexander@ntmdt.ru
Россия, 124482, Москва, Зеленоград, Корпус 100
ЗАО «НТ-МДТ»

Алешин Андрей Николаевич

Учреждение Российской академии наук Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН
+7 (812) 2976245
aleshin@transport.ioffe.ru
ул. Политехническая, 26, Санкт-Петербург,
194021, 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

Амиров Ильядар Искандерович

Ярославский филиал Учреждения Российской академии наук Физико-технологического института РАН
+7 (4852) 246552
ildamirov@yandex.ru
ул. Университетская, 21, Ярославль, 150007,
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

Андронов Александр Александрович

Учреждение Российской академии наук Институт физики микроструктур РАН
+7 (831) 4385185
andron@ipmras.ru
ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, 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

Антонов Александр Владимирович

Учреждение Российской академии наук Институт физики микроструктур РАН
+7 (831) 4385037
aav@ipmras.ru
ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия

Аристов Виталий Васильевич

Учреждение Российской академии наук Институт проблем технологии микроэлектроники и особо чистых материалов РАН
+7 (49652) 44276
aristov@iptm.ru
ул. Институтская 6, Черноголовка, Московская обл., 142432, Россия

Асеев Сергей Анатольевич

Учреждение Российской академии наук Институт спектроскопии РАН
+7 (496) 7510237
Aseyev@isan.troitsk.ru
ул. Физическая, 5, Троицк, Московская обл.,
142190, Россия

Афанаскин Андрей Юрьевич

ГОУ ВПО «Нижегородский государственный университет»
+7 (831) 4621712
Afanaskin@phys.unn.ru
пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950, Россия

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

Байдакова Наталия Алексеевна

Учреждение Российской академии наук Институт физики микроструктур РАН
+7 (831) 4385555
banatale@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

Батурина Татьяна Ивановна

Учреждение Российской академии наук Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова Сибирского отделения РАН
+7 (383) 3306733
tatbat@isp.nsc.ru
пр. Ак. Лаврентьева, 13, Новосибирск, 630090, Россия

Бахтизин Рауф Загидович

ГОУ ВПО «Башкирский государственный университет»
+7 (347) 2736574
gaouf@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 Физико-технический 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 Алексеевич

Учреждение Российской академии наук Институт теоретической физики им. Л.Д.Ландау РАН
+7 (499) 0000000
bel@landau.ac.ru
пр. Академика Семенова, 1а, Черноголовка, Московская обл., 142432, Россия

Бенеманская Галина Вадимовна

Учреждение Российской академии наук Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН
+7 (812) 2927317
Galina.Benemanskaya@mail.ioffe.ru
ул. Политехническая, 26, Санкт-Петербург, 194021, Россия

Берковиц Владимир Леонидович

Учреждение Российской академии наук Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН
+7 (812) 2927317
vladimir.berkovits@mail.ioffe.ru
ул. Политехническая, 26, Санкт-Петербург, 194021, Россия

Беспалов Антон Андреевич

Учреждение Российской академии наук Институт физики микроструктур РАН
+7 (831) 4397759
bepalovaa@gmail.com
ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия

Бобков Александр Михайлович

Учреждение Российской академии наук Институт физики твердого тела РАН
+7 (49652) 28203
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) 28203
bobkova@issp.ac.ru
Институтская ул., 2, Черноголовка, Мос. обл., 142432, Россия

Боков Павел Юрьевич

ФГОУ ВПО «Московский государственный университет им. М.В.Ломоносова»
+7 (495) 9391489
pavel_bokov@physics.msu.ru
Ленинские горы, 1, стр. 2, ГСП-1, Москва, 119991, Россия

Большин Виталий Валериевич

Учреждение Российской академии наук Институт физики твердого тела РАН
+7 (49652) 21963
bolg@mail.ru
Институтская ул., 2, Черноголовка, Мос. обл., 142432, Россия

Буданов Борис Андреевич

Учреждение Российской академии наук Институт химической физики им. Н.Н. Семенова
+7 (495) 9397259
budanov.b@gmail.com
ул. Косыгина, 4, Москва, 119991, Москва, ГСП-1

Булгакова Светлана Александровна

ГОУ ВПО «Нижегородский государственный университет»
+7 (831) 4657202
sbulg@mail.ru
пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950, 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

Бурмистров Игорь Сергеевич

Учреждение Российской академии наук Институт теоретической физики им. Л.Д. Ландау РАН
+7 (495) 7029317
burmi@itp.ac.ru
пр. Академика Семенова, 1а, Черноголовка, Московская обл., 142432, Россия

Бурмистрова Ангелина Владимировна

ФГОУ ВПО «Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова»
+7 (495) 9392588
burangelina@yandex.ru
Ленинские горы, 1, стр. 2, ГСП-1, Москва, 119991, Россия

Бухараев Анастас Ахметович

Учреждение Российской академии наук Казанский физико-технический институт им. Е.К. Завойского Казанского научного центра РАН
+7 (843) 2319107
a_bukharaev@kfti.knc.ru
ул. Сибирский тракт, 10/7, Казань, Республика Татарстан, 420029, Россия

Бушуев Владимир Алексеевич

ФГОУ ВПО «Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова»
+7 (495) 9391226
vabushuev@yandex.ru
Ленинские горы, 1, стр. 2, ГСП-1, Москва, 119991, Россия

Быков Виктор Александрович

ЗАО «НТ-МДТ»
+7 (499) 7357777
vbykov@ntmdt.ru
Корпус 100, Зеленоград, 124482, 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

Вахтель Алексей Викторович

ООО «Брукер»
+7 (495) 502 9006
axs@bruker.ru
Ленинский проспект 47 119334 Москва, Россия

Вдовин Вячеслав Федорович

ФГОУ Нижегородский Государственный Технический Университет им. Р.Е.Алексеева
+7 (831) 2010417
vdovin@appl.sci-nnov.ru
ул. Минина, 24, Нижний Новгород, 603950, Россия

Вдовичев Сергей Николаевич

Учреждение Российской академии наук Институт физики микроструктур РАН
+7 (910) 7914941
vdovichev@ipm.sci-nnov.ru
ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия

Ведяев Анатолий Владимирович

ФГОУ ВПО «Московский государственный университет им. М.В.Ломоносова»
+7 (499) 9393847
vedy@magn.ru
Ленинские горы, 1, стр. 2, ГСП-1, Москва, 119991, Россия

Винниченко Максим Яковлевич

ГОУ ВПО «Санкт-Петербургский государственный политехнический университет»
+7 (812) 552-96-71
mvin@spbstu.ru
Политехническая ул., д. 29, С.-Петербург, 195251, Россия

Винокур Валерий Маркович

Argonne National Laboratory
+1 (630) 2523765
vinokour@anl.gov
9700 South Cass Ave, Argonne, IL 60349, USA

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

Волков Никита Валентинович

Учреждение Российской академии наук Институт физики им. Л. В. Киренского Сибирского отделения РАН
+7 (391) 2907525
volk@iph.krasn.ru
Академгородок, 50, стр. 38, Красноярск, 660036, Россия

Володин Александр Петрович

Левенский католический университет
+32 (16) 327193
Alexander.Volodin@fys.kuleuven.be
Oude Markt 13, Leuven, Bus 5005 3000, Belgium

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

Гайкович Петр Константинович

Учреждение Российской академии наук Институт физики микроструктур РАН
+7 (951) 9097082
Gaikovich@ipmras.ru
ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия

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

Гераськин Андрей Александрович

Учреждение Российской академии наук институт общей и неорганической химии им. Н.С. Курнакова
+7 (916) 8431895
bleed4me@yandex.ru
Ленинский проспект, 31, Москва, 119991, Россия

Германенко Александр Викторович

Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего профессионального образования «Уральский федеральный университет»
+7 (343) 2617436
alexander.germanenko@usu.ru
ул. Ленина, 51, Екатеринбург, 620000, Россия

Гирин Сергей Васильевич

ГОУ ВПО «Кабардино-Балкарский государственный университет им. Х.М. Бербекова»
+7 (86638) 75219
sgirin@yandex.ru
ул. Чернышевского, 173, Нальчик, Кабардино-Балкарская Республика, 360004, Россия

Глушков Владимир Витальевич

Учреждение Российской академии наук Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН
+7 (499) 5038253
glushkov@lt.gpi.ru
ул. Вавилова, 38, Москва, 119991, Россия

Гоголинский Кирилл Валерьевич

Федеральное государственное бюджетное научное учреждение «Технологический институт сверхтвердых и новых углеродных материалов»
+7 (926) 2152952
panoscan@newmail.ru
ул. Центральная, 7а, Троицк, Московская область, 142190, Россия

Голдобин Эдуард Борисович

Universitaet Tuebingen
+49 (7071) 29-76320
natarugach@gmail.com
Auf der Morgenstelle 14, D-72076 Tübingen, Germany

Гольцман Григорий Наумович

ГОУ ВПО «Московский педагогический государственный университет»
+7 (499) 2461202
goltsman@mospu-phys.ru
ул. М. Пироговская, 1, Москва, 119991, Россия

Горай Леонид Иванович

Санкт-Петербургский физико-технологический научно-образовательный центр РАН
+7 (812) 9097133
lig@pcgrate.com
ул. Хлопина, 8, корп. 3, Санкт-Петербург, 195220, Россия

Горбунов Александр Васильевич

Учреждение Российской академии наук Институт физики твердого тела РАН
+7 (49652) 28314
gorbunov@issp.ac.ru
Институтская ул., 2, Черноголовка, Мос. обл., 142432, Россия

Гордеева Анастасия Борисовна

Учреждение Российской академии наук Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН
+7 (812) 2927317
anastasiya.gordeeva@mail.ioffe.ru
ул. Политехническая, 26, Санкт-Петербург, 194021, Россия

Горшков Алексей Павлович

ГОУ ВПО «Нижегородский государственный университет»
+7 (831) 4658709
gorshkovap@mail.ru
пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950, Россия

Грибков Борис Александрович

Учреждение Российской академии наук Институт физики микроструктур РАН
+7 (831) 4385313
bg@ipmras.ru
ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия

Григорьев Максим Валентинович

Учреждение Российской академии наук Институт проблем технологии микроэлектроники и особо чистых материалов РАН
+7 (49652) 44081
grimax@iptm.ru
ул. Институтская 6, Черноголовка, Московская обл., 142432, Россия

Гришин Максим Вячеславович

Учреждение Российской академии наук Институт химической физики им. Н.Н. Семенова
+7 (495) 9397259
mvgrishin68@mail.ru
ул. Косыгина, 4, Москва, 119991, Москва, ГСП-1

Гусев Олег Борисович

Учреждение Российской академии наук Физико-технический 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

Данилов Юрий Александрович

Научно-исследовательский физико-технический институт ННГУ
+7 (831) 4657150
danilov@nifti.unn.ru
пр. Гагарина 23/3, Нижний Новгород, 603950, Россия

Девятков 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

Демидов Евгений Сергеевич

ГОУ ВПО «Нижегородский государственный университет»
+7 (831) 4656374
demidov@phys.unn.ru
пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950, Россия

Демиховский Валерий Яковлевич

ГОУ ВПО «Нижегородский государственный университет»
+7 (831) 2152801
demi@phys.unn.ru
пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950, Россия

Демишев Сергей Васильевич

Учреждение Российской академии наук Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН
+7 (499) 1358129
demis@lt.gpi.ru
ул. Вавилова, 38, Москва, 119991, Россия

Денисов Сергей Александрович

Научно-исследовательский физико-технический институт ННГУ
+7 (831) 4656914
denisov@nifti.unn.ru
пр. Гагарина 23/3, Нижний Новгород, 603950, Россия

Джонс Михаил Михайлович

Научно-исследовательский институт химии ГОУ ВПО "Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского"
+7 (831) 4657202
johns_m@mail.ru
пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950, 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

Дроздов Юрий Николаевич

Учреждение Российской академии наук Институт физики микроструктур РАН
+7 (831) 4385535
drozdu@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

Дубровский Владимир Германович
 Учреждение Российской академии наук Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН
 +7 (812) 4486982
 Dubrovskii@mail.ioffe.ru
 ул. Политехническая, 26, Санкт-Петербург, 194021, Россия

Евтушинский Даниил Валерианович
 Leibniz Institute for Solid State and Materials Research
 +49 (351) 4659524
 danevt@gmail.com
 Helmholtzstrasse, 20, Dresden, 01069, Germany

Егоров Владимир Константинович
 Учреждение Российской академии наук Институт проблем технологии микроэлектроники и особо чистых материалов РАН
 +7 (49652) 41217
 egorov@iptm.ru
 ул. Институтская 6, Черноголовка, Московская обл., 142432, Россия

Ежевский Александр Александрович
 ГОУ ВПО «Нижегородский государственный университет»
 +7 (831) 4656475
 ezhevski@phys.unn.ru
 пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950, Россия

Еремеев Сергей Владимирович
 Учреждение Российской академии наук Институт физики прочности и материаловедения Сибирского отделения РАН
 +7 (952) 8852940
 eremeev@ispms.tsc.ru
 пр. Академический, 4/1, Томск, 634021, Россия

Ермаков Виктор Анатольевич
 Университет Кампинаса
 +55 (19) 35215332
 victor.ermakov@gmail.com
 UNICAMP, CCS, С.Р. 6061, 13083-870, Campinas, SP, Brazil

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

Ефимов Виктор Борисович
 Учреждение Российской академии наук Институт физики твердого тела РАН
 +7 (495) 000000
 victor_efimov@yahoo.co.uk
 Институтская ул., 2, Черноголовка, Мос. обл., 142432, 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 им. М.В. Ломоносова»
 +7 (495) 9394681
 DMzhigunov@physics.msu.ru
 Ленинские горы, 1, стр. 2, ГСП-1, Москва, 119991, Россия

Жижин Евгений Владимирович
 ФГОУ ВПО «Санкт-Петербургский государственный университет»
 +7 (812) 7556507
 evgeny_liquid@mail.ru
 ул. Ульяновская, 1, Санкт-Петербург, 198504, Россия

Жиляев Иван Николаевич
 Учреждение Российской академии наук Институт проблем технологии микроэлектроники и особо чистых материалов РАН
 +7 (49652) 44005
 zhilyaev@ipmt-hpm.ac.ru
 ул. Институтская 6, Черноголовка, Московская обл., 142432, Россия

Жуков Алексей Алексеевич
 Учреждение Российской академии наук Институт физики твердого тела РАН
 +7 (496) 5228341
 azhukov@issp.ac.ru
 Институтская ул., 2, Черноголовка, Мос. обл., 142432, Россия

Звездин Анатолий Константинович
 Учреждение Российской академии наук Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН
 +7 (499) 1350247
 zvezdin@gmail.com
 ул. Вавилова, 38, Москва, 119991, Россия

Здравков Владимир Ильич

Institut für Physik Universität Augsburg
+49 (821) 5982111
vladimir.zdravkov@physik.uni-augsburg.de
Universitätsstraße 1, 86159 Augsburg, Germany

Зорина Мария Владимировна

Учреждение Российской академии наук Институт физики микроструктур РАН
+7 (831) 4385313
mzor@ipm.sci-nnov.ru
ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия

Зотов Андрей Вадимович

Учреждение Российской академии наук Институт автоматизации и процессов управления Дальневосточного отделения Российской академии наук
+7 (4232) 310412
zotov@iacp.dvo.ru
ул. Радио, 5, Владивосток, 690041, Россия

Зотова Анна Николаевна

Учреждение Российской академии наук Институт физики микроструктур РАН
+7 (831) 2795798
aniazotova@yandex.ru
ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, 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

Зуев Юрий Сергеевич

Учреждение Российской академии наук Институт физики микроструктур РАН
+7 (831) 4385226 +213
zuevus@ipmgras.ru
ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия

Иконников Антон Владимирович

Учреждение Российской академии наук Институт физики микроструктур РАН
+7 (831) 4385037 +262
antikon@ipmgras.ru
ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия

Иржак Дмитрий Вадимович

Учреждение Российской академии наук Институт проблем технологии микроэлектроники и особо чистых материалов РАН
+7 (49652) 44217
irzhak@mail.ru
ул. Институтская 6, Черноголовка, Московская обл., 142432, 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

Каган Мирон Соломонович

Учреждение Российской академии наук Институт радиотехники и электроники им. В.А.Котельникова РАН
+7 (495) 6293361
kagan@cplire.ru
Моховая, 11/7, Москва, 125009, Россия

Калашников Константин Владимирович

Учреждение Российской академии наук Институт радиотехники и электроники им. В.А.Котельникова РАН
+7 (495) 6293418
kalashnikov@hitech.cplire.ru
Моховая, 11/7, Москва, 125009, Россия

Калентьева Ирина Леонидовна

Научно-исследовательский физико-технический институт ННГУ
+7 (831) 4656365
Istery@rambler.ru
пр. Гагарина 23/3, Нижний Новгород, 603950, Россия

Камелин Дмитрий Александрович

Учреждение Российской академии наук Институт физики микроструктур РАН
+7 (831) 4385120
kent@ipmgras.ru
ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия

Караштин Евгений Анатольевич

Учреждение Российской академии наук Институт физики микроструктур РАН
+7 (831) 4385313 +121
eugenk@ipm.sci-nnov.ru
ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия

Карбань Оксана Владиславовна

Учреждение российской академии наук Физико-технический институт Уральского отделения РАН
+7 (3412) 725239
ocsa123@yahoo.com
ул. Кирова, 132, Ижевск, 426000, Россия

Квон Зе Дон

Учреждение Российской академии наук Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова Сибирского отделения РАН
+7 (383) 3306733
kvon@thermo.isp.nsc.ru
пр. Ак. Лаврентьева, 13, Новосибирск, 630090, Россия

Кислинский Юлий Вячеславович

Учреждение Российской академии наук Институт радиотехники и электроники им. В.А.Котельникова РАН
+7 (495) 6297431
yulii@hitech.cplire.ru
Моховая, 11/7, Москва, 125009, Россия

Кленов Николай Викторович
 ФГОУ ВПО «Московский государственный университет им. 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
 Учреждение Российской академии наук Институт физики микроструктур РАН
 +7 (831) 4385185
 a_klushin@ipmras.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

Козлов Дмитрий Владимирович
 Учреждение Российской академии наук Институт физики микроструктур РАН
 +7 (831) 4384045
 dvkoz@ipm.sci-nnov.ru
 ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия

Колесников Михаил Николаевич
 ГОУ ВПО «Нижегородский государственный университет»
 +7 (831) 4656365
 kolesnikov_m_n@nifti.unn.ru
 пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950, Россия

Конаков Антон Алексеевич
 ГОУ ВПО «Нижегородский государственный университет»
 +7 (831) 4333127
 konakov_anton@mail.ru
 пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950, Россия

Кобаев Юрий Васильевич
 Учреждение Российской академии наук Физический институт им. П. Н. Лебедева РАН
 +7 (499) 1357441
 kobaev@sci.lebedev.ru
 Ленинский проспект, 53, ГСП-1, Москва, 119991, Россия

Корнеев Александр Александрович
 ГОУ ВПО «Московский педагогический государственный университет»
 +7 (499) 2461202
 akorneev@rplab.ru
 ул. М. Пироговская, 1, Москва, 119991, Россия

Коротеев Юрий Михайлович
 Учреждение Российской академии наук Институт физики прочности и материаловедения Сибирского отделения РАН
 +7 (913) 1060327
 yury_koroteev@list.ru
 пр. Академический, 4/1, Томск, 634021, Россия

Кочаровский Владимир Владиленович
 Учреждение Российской академии наук Институт прикладной физики РАН
 +7 (831) 4164894
 kochar@appl.sci-nnov.ru
 ул. Ульянова, 46, Нижний Новгород, 603950, Россия

Кочерешко Владимир Петрович
 Учреждение Российской академии наук Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН
 +7 (812) 2927174
 Vladimir.Kochereshko@mail.ioffe.ru
 ул. Политехническая, 26, Санкт-Петербург, 194021, Россия

Кочиев Михаил Валериевич
 Учреждение Российской академии наук Физический институт им. П. Н. Лебедева РАН
 +7 (499) 1326345
 kochievmv@mail.ru
 Ленинский проспект, 53, ГСП-1, Москва, 119991, Россия

Кошелец Валерий Павлович
 Учреждение Российской академии наук Институт радиотехники и электроники им. В.А.Котельникова РАН
 +7 (495) 6293418
 valery@hitech.cplire.ru
 Моховая, 11/7, Москва, 125009, 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) 1326448
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

Криштоп Татьяна Викторовна

Учреждение Российской академии наук Институт радиотехники и электроники им. В.А.Котельникова РАН
+7 (495) 6293574
tatiana.krishtop@gmail.com
Моховая, 11/7, Москва, 125009, Россия

Криштоп Владимир Григорьевич

Учреждение Российской академии наук Институт проблем технологии микроэлектроники и особочистых материалов РАН
+7 (49652) 44016
vgkvgk@mail.ru
ул. Институтская 6, Черноголовка, Московская обл., 142432, Россия

Криштопенко Сергей Сергеевич

Учреждение Российской академии наук Институт физики микроструктур РАН
+7 (960) 1601834
ds_a-teens@mail.ru
ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия

Кроитору Михаил Дмитриевич

Laboratoire Ondes et Matière d'Aquitaine
+33 (5) 40003862
mikhail.croitoru@uni-bayreuth.de
351 Cours de la Libération - 33405 TALENCE Cedex

Крутянский Виктор Леонидович

ФГОУ ВПО «Московский государственный университет им. М.В.Ломоносова»
+7 (916) 9769606
victor@shg.ru
Ленинские горы, 1, стр. 2, ГСП-1, Москва, 119991, Россия

Крыжков Денис Игоревич

Учреждение Российской академии наук Институт физики микроструктур РАН
+7 (831) 4385037
krizh@ipm.sci-nnov.ru
ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия

Крыса Андрей Богданович

Sheffield Hallam University
+44 (114) 0000000
a.krysa@sheffield.ac.uk
Sheffield Hallam University, City Campus, Howard Street, Sheffield, S1 1WB

Кугель Климент Ильич

Учреждение Российской академии наук Институт теоретической и прикладной электродинамики РАН
+7 (495) 9306007
kugel@orc.ru
ул. Ижорская, д. 13, Москва, 125412, 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 (831) 4621712
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

Кузьмин Леонид Сергеевич

Chalmers University
+46 (31) 7723608
kuzmin@chalmers.se
Chalmers University, MC2, Gothenburg 412 96, Sweden

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

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@ipmgras.ru
ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия

Кусраев Юрий Георгиевич

Учреждение Российской академии наук Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН
+7 (812) 2975560
Kusrayev@orient.ioffe.ru
ул. Политехническая, 26, Санкт-Петербург, 194021, Россия

Лапушкин Михаил Николаевич

Учреждение Российской академии наук Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН
+7 (812) 2927114
lapushkin@ms.ioffe.rssi.ru
ул. Политехническая, 26, Санкт-Петербург, 194021, 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 Денис Владимирович

Учреждение Российской академии наук Казанский физико-технический институт им. Е.К. Завойского Казанского научного центра РАН
+7 (843) 2319107
denis.lebedev@bk.ru
ул. Сибирский тракт, 10/7, Казань, Республика Татарстан, 420029, Россия

Лисицын Сергей Андреевич

Технологический институт «Южного федерального университета» в г. Таганроге
+7 (8634) 371611
mafia215@yandex.ru
пер. Некрасовский, 44, ГСП-17А, Таганрог, 347928, Россия

Лобанов Дмитрий Николаевич

Учреждение Российской академии наук Институт физики микроструктур РАН
+7 (831) 4385037
dima@ipm.sci-nnov.ru
Логвенев Геннадий Юрьевич
Max-Planck Institute for Solid State Research
+49 (711) 6891399
g.logvenov@fkf.mpg.de
Heisenbergstrasse 1, Stuttgart, D-70569, Germany

Логунов Александр Александрович

ГОУ ВПО «Нижегородский государственный университет»
+7 (920) 2980133
logunov@phys.unn.ru
пр. Гагарина, 23, 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

Лопаев Дмитрий Викторович

Научно-исследовательский институт ядерной физики им. Д.В. Скобельцына, Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова
+7 (495) 9394064
lopaev@dnph.phys.msu.ru
Ленинские горы, 1, стр. 2, ГСП-1, Москва, 119991, 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

Лукьянов Андрей Юрьевич

Учреждение Российской академии наук Институт физики микроструктур РАН
+7 (831) 4385535
luk@ipmgras.ru
ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия

Лучин Валерий Иванович

Учреждение Российской академии наук Институт физики микроструктур РАН
+7 (831) 4385313
luchin@ipmgras.ru
ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия

Логвенев Геннадий Юрьевич

Max-Planck Institute for Solid State Research
+49 (711) 6891399
g.logvenov@fkf.mpg.de
Heisenbergstrasse 1, Stuttgart, D-70569, Germany

Магонов Сергей Николаевич
 NT-MDT Development Inc
 +1 (480) 940-3324
 magonov@ntmdt.us
 430 W Warner Road A116, Tempe, AZ, 85284 US

Малофеев Роман Станиславович
 Учреждение Российской академии наук Институт физики микроструктур РАН
 +7 (831) 4606018
 malofeev@ipmrgas.ru
 ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия

Мальшев Александр Игоревич
 ГОУ ВПО «Нижегородский государственный университет»
 +7 (831) 4657628
 malyshev@phys.unn.ru
 пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950, 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

Марков Александр Владимирович
 ГОУ ВПО «Нижегородский государственный университет»
 +7 (83159) 21315
 marcovav@yandex.ru
 пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950, Россия

Мармалюк Александр Анатольевич
 ООО «Сигм плюс»
 +7 (495) 3333325
 A.Marmalyuk@siplus.ru
 ул. Введенского, 3, Москва, 117342, Россия

Мартынович Евгений Федорович
 Иркутский филиал Учреждения Российской академии наук Института лазерной физики Сибирского отделения РАН
 +7 (3952) 582005
 femto@bk.ru
 ул. Лермонтова, 130а, Иркутск, 664033, Россия

Масловская Анна Геннадьевна
 Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего профессионального образования «Амурский государственный университет»
 +7 (4162) 394655
 maslovskayaag@mail.ru
 Игнатьевское шоссе, 21, Благовещенск Амурской области, 675027, Россия

Машковцев Михаил Рудольфович
 Учреждение Российской академии наук Институт ядерной физики им. Г.И.Будкера Сибирского отделения РАН
 +7 (383) 3294347
 mashkovtcev@ Rambler.ru
 пр. акад. Лаврентьева, 11, Новосибирск, 630090, Россия

Мелентьев Григорий Александрович
 ГОУ ВПО «Санкт-Петербургский государственный политехнический университет»
 +7 (812) 5529671
 melenxxx@ Rambler.ru
 Политехническая ул., д. 29, С.-Петербург, 195251, Россия

Мелентьев Павел Николаевич
 Учреждение Российской академии наук Институт спектроскопии РАН
 +7 (496) 7510233
 melentiev@isan.troitsk.ru
 ул. Физическая, 5, Троицк, Московская обл., 142190, 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

Миляев Михаил Анатольевич
 Учреждение Российской академии наук Ордена Трудового Красного Знамени Институт физики металлов Уральского отделения РАН
 +7 (343) 3783881
 milyaev@imp.uran.ru
 ул. С. Ковалевской, 18, ГСП-170, Екатеринбург, 620041, Россия

Миннекаев Марат Нургаязович
 ФГУП ВПО «Национальный исследовательский ядерный университет "МИФИ"»
 +7 (495) 3239284
 m.minnekaev@gmail.com
 Каширское ш., 31, Москва, 115409, Россия

Миронов Сергей Викторович
 Учреждение Российской академии наук Институт физики микроструктур РАН
 +7 (831) 4385185
 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

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 Сергей Вячеславович

Учреждение Российской академии наук Институт физики микроструктур РАН
+7 (831) 4385037
more@ipm.sci-nnov.ru
ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия

Морозов Александр Игоревич

Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего профессионального образования «Московский государственный университет»
+7 (495) 4330311
morosov@mirea.ru
пр. Вернадского, 78, Москва, 119454, Россия

Мотова Елена Сергеевна

Учреждение Российской академии наук Институт физики микроструктур РАН
+7 (831) 4385120
es@ipm.sci-nnov.ru
ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия

Мурель Аркадий Викторович

Учреждение Российской академии наук Институт физики микроструктур РАН
+7 (831) 4385535
murel@ipm.sci-nnov.ru
ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия

Мурзина Татьяна Владимировна

ФГОУ ВПО «Московский государственный университет им. М.В.Ломоносова»
+7 (495) 9393669
murzina@mail.ru
Ленинские горы, 1, стр. 2, ГСП-1, Москва, 119991, Россия

Мухаматчин Камиль Рафаилович

Учреждение Российской академии наук Институт физики микроструктур РАН
+7 (831) 4385313 +121
myKamil@yandex.ru
ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия

Мучников Анатолий Борисович

Учреждение Российской академии наук Институт прикладной физики РАН
+7 (831) 4164960
mab1@appl.sci-nnov.ru
ул. Ульянова, 46, Нижний Новгород, 603950, Россия

Нагаев Кирилл Эдуардович

Учреждение Российской академии наук Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН
+7 (495) 6293459
nag@cplire.ru
Моховая, 11/7, Москва, 125009, Россия

Нежданов Алексей Владимирович

ГОУ ВПО «Нижегородский государственный университет»
+7 (920) 0240282
nezhdanov@phys.unn.ru
пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950, Россия

Нефедов Игорь Михайлович

Учреждение Российской академии наук Институт физики микроструктур РАН
+7 (831) 4385732 +256
nefd@ipm.sci-nnov.ru
ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия

Нечаев Илья Александрович

ГОУ ВПО «Томский государственный университет»
+7 (3822) 534844
ianechaev@mail.ru
пр. Ленина, 36, Томск, 634050, 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

Новиков Алексей Витальевич

Учреждение Российской академии наук Институт физики микроструктур РАН
+7 (831) 4385037
anov@ipm.sci-nnov.ru
ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия

Оболенский Сергей Владимирович

ГОУ ВПО «Нижегородский государственный университет»
+7 (8312) 4623265
obolensk@rf.unn.ru
пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950, Россия

Овсянников Геннадий Александрович

Учреждение Российской академии наук Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН
+7 (495) 6297431
gena@hitech.cplire.ru
Моховая, 11/7, Москва, 125009, Россия

Овчинников Сергей Геннадьевич

Учреждение Российской академии наук Институт физики им. Л.В. Киренского Сибирского отделения РАН
+7 (3912) 432906
sgo@iph.krasn.ru
Академгородок, 50, стр. 38, Красноярск, 660036, Россия

Орликовский Александр Александрович

Учреждение Российской академии наук Физико-технологический институт РАН
+7 (499) 1253826
orlikovsky@ftian.ru
Нахимовский проспект, 34, Москва, 117218, Россия

Орлов Олег Михайлович

Открытое акционерное общество «Научно-исследовательский институт молекулярной электроники»
+7 (495) 2297281
oorlov@sitronics.com
Moscow, Zelenograd, 1st Zapadny proezd 12/1

Павлова Татьяна Витальевна

Учреждение Российской академии наук Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН
+7 (916) 9109810
tania.v.pavlova@gmail.com
ул. Вавилова, 38, Москва, 119991, Россия

Пальчик Марина Геннадьевна

ФГОУ ВПО «Сибирский федеральный университет»
+7 (923) 2873392
marina1983_1985@inbox.ru
пр. Свободный, 79, Красноярск, 660036, Россия

Панин Александр Николаевич

Учреждение Российской академии наук Институт физики микроструктур РАН
+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
alr@ipm.sci-nnov.ru
ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия

Парьев Дмитрий Евгеньевич

Учреждение Российской академии наук Институт физики микроструктур РАН
+7 (904) 3993492
Parijev@ipmras.ru
ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия

Пахомов Георгий Львович

Учреждение Российской академии наук Институт физики микроструктур РАН
+7 (831) 4609101
pakhomov@ipmras.ru
ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия

Пашкин Юрий Александрович

Nano Electronics Research Laboratories, NEC Corporation
+81 (29) 8502602
ypashkin@mail.ru
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

Петржик Андрей Михайлович

Учреждение Российской академии наук Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН
+7 (495) 6297431
petrzhik@hitech.cplire.ru
Моховая, 11/7, Москва, 125009, 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

Петров Станислав Игоревич

Закрытое акционерное общество «Научное и технологическое оборудование»
+7 (812) 6330596
sales@semiteq.ru
пр. Энгельса, 27, Санкт-Петербург, 194156, Россия

Пирогов Алексей Владимирович

ГОУ ВПО «Нижегородский государственный университет»
+7 (831) 4656475
pirogov@phys.unn.ru
пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950, Россия

Платонов Алексей Владимирович

Учреждение Российской академии наук Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН
+7 (812) 2927174
alexei.platonov@mail.ioffe.ru
ул. Политехническая, 26, Санкт-Петербург,
194021, Россия

Полковников Владимир Николаевич

Учреждение Российской академии наук Институт физики микроструктур РАН
+7 (831) 4385603
kiniokop@gambler.ru
ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия

Попков Анатолий Федорович

ГОУ ВПО «Московский государственный институт электронной техники»
+7 (499) 7344029
afropkov@inbox.ru
проезд 4806, 5, Зеленоград, 124498, Россия

Попов Вячеслав Валентинович

Саратовский филиал Учреждения Российской академии наук Института радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН
+7 (8452) 272401
popov_slava@yahoo.co.uk
ул. Зеленая, 38, Саратов, 410019, Россия

Попов Владимир Геннадьевич

Учреждение Российской академии наук Институт проблем технологии микроэлектроники и особо чистых материалов РАН
+7 (49652) 44016
porov@iptm.ru
ул. Институтская 6, Черноголовка, Московская обл., 142432, Россия

Попова Анна Алексеевна

ФГОУ ВПО «Санкт-Петербургский государственный университет»
+7 (960) 2366935
porova.anna@bk.ru
ул. Ульяновская, 1, Санкт-Петербург, 198504, Россия

Постолова Светлана Владимировна

Учреждение Российской академии наук Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова Сибирского отделения РАН
+7 (383) 3306733
svet.postolova@gmail.com
пр. Ак. Лаврентьева, 13, Новосибирск, 630090, Россия

Прозорова Людмила Андреевна

Учреждение Российской академии наук Институт физических проблем РАН
+7 (499) 1370998
prozorova@kapitza.ras.ru
ул. Косыгина, 2, Москва, 119334, Россия

Пугач Наталия Григорьевна

ФГОУ ВПО «Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова»
+7 (495) 9394787
pugach@magn.ru
Ленинские горы, 1, стр. 2, ГСП-1, Москва,
119991, Россия

Пудалов Владимир Моисеевич

Учреждение Российской академии наук Физический институт им. П. Н. Лебедева РАН
+7 (499) 1376820
pudalov@lebedev.ru
Ленинский проспект, 53, ГСП-1, Москва,
119991, Россия

Путилов Алексей Владимирович

Учреждение Российской академии наук Институт физики микроструктур РАН
+7 (831) 4385185
alputilov@mail.ru
ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия

Пушкарев Сергей Сергеевич

Учреждение Российской академии наук Институт сверхвысокочастотной полупроводниковой электроники
+7 (499) 1234464
s_s_e_r_p@mail.ru
ул. Нагорный проезд, 7 (корп. 8/0), Москва,
117105, Россия

Рагозин Евгений Николаевич

Учреждение Российской академии наук Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН
+7 (499) 1326329
enragozin@gmail.com
Ленинский проспект, 53, ГСП-1, Москва,
119991, Россия

Ревин Леонид Сергеевич

Учреждение Российской академии наук Институт физики микроструктур РАН
+7 (831) 920577978
rls@ipm.sci-nnov.ru
ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, 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

Романова Юлия Юрьевна

Учреждение Российской академии наук Институт физики микроструктур РАН
+7 (831) 4385037
jul@ipm.sci-nnov.ru
ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия

Рошупкин Дмитрий Валентинович
 Учреждение Российской академии наук Институт проблем технологии микроэлектроники и особо чистых материалов РАН
 +7 (49652) 44058
 rochtch@iptm.ru
 ул. Институтская 6, Черноголовка, Московская обл., 142432, Россия

Румянцев Владимир Владимирович
 Учреждение Российской академии наук Институт физики микроструктур РАН
 +7 (831) 2554040
 rummyantsev@ipmras.ru
 ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, 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

Рыжанова Наталья Викторовна
 ФГОУ ВПО «Московский государственный университет им. М.В.Ломоносова»
 +7 (499) 1433421
 ryzzhhanova@mail.ru
 Ленинские горы, 1, стр. 2, ГСП-1, Москва, 119991, 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

Рябоштан Юрий Леонидович
 ООО «Сигм плюс»
 +7 (495) 3333325
 Yu.Ryaboshtan@splus.ru
 ул. Введенского, 3, Москва, 117342, Россия

Рязанов Валерий Владимирович
 Учреждение Российской академии наук Институт физики твердого тела РАН
 +7 (496) 5222574
 ryazanov@issp.ac.ru
 Институтская ул., 2, Черноголовка, Мос. обл., 142432, 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

Савинов Сергей Александрович
 Учреждение Российской академии наук Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН
 +7 (499) 132-67-44
 s.a.savinov@mail.ru
 Ленинский проспект, 53, ГСП-1, Москва, 119991, Россия

Савинский Сергей Степанович
 ГОУ ВПО «Удмуртский государственный университет»
 +7 (3412) 685937
 savinsky@uni.udm.ru
 ул. Университетская, 1, Ижевск, 426034, Россия

Садофьев Юрий Григорьевич
 Учреждение Российской академии наук Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН
 +7 (495) 4202142
 sadofyev@hotmail.com
 Ленинский проспект, 53, ГСП-1, Москва, 119991, Россия

Салашенко Николай Николаевич
 Учреждение Российской академии наук Институт физики микроструктур РАН
 +7 (831) 4607692
 salashch@ipm.sci-nnov.ru
 ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия

Салихов Кев Минуллович
 Учреждение Российской академии наук Казанский физико-технический институт им. Е.К. Завойского Казанского научного центра РАН
 +7 (843) 2720503
 salikhov@kfti.knc.ru
 ул. Сибирский тракт, 10/7, Казань, Республика Татарстан, 420029, 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
 автоматки и процессов управления Дальнево-
 сточного отделения Российской академии наук
 +7 (423) 2310426
 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 государ-
 ственный университет»
 +7 (812) 4284039
 val_sem@mail.ru
 ул. Ульяновская, 1, Санкт-Петербург, 198504,
 Россия

Семенов Алексей Дмитриевич
 German Aerospace Center, Institute of Planetary
 Research
 +49 (30) 67055505
 alexei.semenov@dlr.de
 Rutherfordstrasse 2, Berlin, 12489, Germany

Сибельдин Николай Николаевич
 Учреждение Российской академии наук Физи-
 ческий институт им. П.Н. Лебедева РАН
 +7 (499) 1326331
 sibeldin@sci.lebedev.ru
 Ленинский проспект, 53, ГСП-1, Москва,
 119991, Россия

Силаев Михаил Андреевич
 Учреждение Российской академии наук Инсти-
 тут физики микроструктур РАН
 +7 (831) 4385185
 msilaev@ipm.sci-nnov.ru
 ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия

Силкин Игорь Вячеславович
 ГОУ ВПО «Томский государственный универ-
 ситет»
 +7 (913) 8731554
 igor_silkin83@mail.ru
 пр. Ленина, 36, Томск, 634050, Россия

Сипрова Светлана Викторовна
 University of Calabria
 +39 (388) 0508762
 vikssi@yandex.ru
 via Pietro Bucci, Arcavacata di Rende (CS), 87036,
 Italy

Скороходов Евгений Владимирович
 Учреждение Российской академии наук Инсти-
 тут физики микроструктур РАН
 +7 (831) 4385555
 evgeny@ipm.sci-nnov.ru
 ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия

Смирнов Антон Андреевич
 Учреждение Российской академии наук Инсти-
 тут физики микроструктур РАН
 +7 (831) 2736888
 aa-smirnov@yandex.ru
 ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия

Смотрин Дмитрий Сергеевич
 ГОУ ВПО «Нижегородский государственный
 университет»
 8 (831) 2188057
 demon77728@yandex.ru
 пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950,
 Россия

Соловьев Игорь Игоревич
 Научно-исследовательский институт ядерной
 физики им. Д.В. Скобельцына, Московский гос-
 ударственный университет им. М.В. Ломоносо-
 ва
 +7 (495) 9392588
 igor.soloviev@gmail.com
 Ленинские горы, 1, стр. 2, ГСП-1, Москва,
 119991, Россия

Софронов Антон Николаевич
 ГОУ ВПО «Санкт-Петербургский государ-
 ственный политехнический университет»
 +7 (812) 5529671
 sofronov@rphf.spbstu.ru
 Политехническая ул., д. 29, С.-Петербург,
 195251, Россия

Сошников Илья Петрович
 Учреждение Российской академии наук Физико-
 технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН
 +7 (812) 5345805
 ipsosh@beam.ioffe.ru
 ул. Политехническая, 26, Санкт-Петербург,
 194021, Россия

Спирин Кирилл Евгеньевич
 Учреждение Российской академии наук Инсти-
 тут физики микроструктур РАН
 7 (831) 4385037
 spirink@ipm.sci-nnov.ru
 ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия

Стариков Станислав Дмитриевич
 Учреждение Российской академии наук Инсти-
 тут физики микроструктур РАН
 +7 (831) 4385313
 vokirats@gmail.com
 ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия

Степихова Маргарита Владимировна
 Учреждение Российской академии наук Инсти-
 тут физики микроструктур РАН
 +7 (831) 4385037
 mst@ipm.sci-nnov.ru
 ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия

Стогний Александр Иванович

ГНПО «Научно-практический центр НАН Беларуси по материаловедению»
+375 (17) 2841306
stognij@ifftp.bas-net.by
ул. П. Бровки, 19, Минск, 220072, Республика Беларусь

Суворов Эрнест Витальевич

Учреждение Российской академии наук Институт физики твердого тела РАН
+7 (496) 5228303
suvogov@issp.ac.ru
Институтская ул., 2, Черноголовка, Мос. обл., 142432, Россия

Суханова Татьяна Евгеньевна

Учреждение Российской академии наук Институт высокомолекулярных соединений РАН
+7 (812) 3288503
tat_sukhanova@mail.ru
Большой пр. В.О., 31, Санкт-Петербург, 199004, Россия

Тагиров Ленар Рафгатович

ГАОУВПО Казанский (Приволжский) федеральный университет
+7 (917) 2680182
ltagirov@mail.ru
ул. Кремлевская, 18, Казань, 420008, Россия

Талалаев Вадим Геннадьевич

ФГОУ ВПО «Санкт-Петербургский государственный университет»
+49 (345) 5582699
talalaev@mpi-halle.mpg.de
ул. Ульяновская, 1, Санкт-Петербург, 198504, Россия

Таланов Юрий Иванович

Учреждение Российской академии наук Казанский физико-технический институт им. Е. К. Завойского Казанского научного центра РАН
+7 (843) 2319123
talanov@kfti.knc.ru
ул. Сибирский тракт, 10/7, Казань, Республика Татарстан, 420029, Россия

Татарский Дмитрий Аркадьевич

Учреждение Российской академии наук Институт физики микроструктур РАН
+7 (831) 4385313 +121
tatarsky@ipmgras.ru
ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия

Тейтельбаум Григорий Бенционович

Учреждение Российской академии наук Казанский физико-технический институт им. Е. К. Завойского Казанского научного центра РАН
+7 (843) 2721154
grteit@kfti.knc.ru
ул. Сибирский тракт, 10/7, Казань, Республика Татарстан, 420029, Россия

Тележников Алексей Валентинович

ГОУ ВПО «Нижегородский государственный университет»
+7 (831) 4656255
telezhnikov@phys.unn.ru
пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950, 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

Титков Александр Николаевич

Учреждение Российской академии наук Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН
+7 (812) 2927317
Alexander.Titkov@mail.ioffe.ru
ул. Политехническая, 26, Санкт-Петербург, 194021, Россия

Тихов Станислав Викторович

ГОУ ВПО «Нижегородский государственный университет»
+7 (951) 9044363
tikhov@phys.unn.ru
пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950, Россия

Токман Иосиф Давидович

Учреждение Российской академии наук Институт физики микроструктур РАН
+7 (903) 6064080
tokman@ipm.sci-nnov.ru
ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, 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

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

Уткин Анатолий Анатольевич

Учреждение Российской академии наук Институт физики микроструктур РАН
+7 (831) 4385185
anatolyutkin@ipm.sci-nnov.ru
ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия

Фальковский Леонид Александрович

Учреждение Российской академии наук Институт теоретической физики им. Л.Д.Ландау РАН
+7 (495) 7029317
falk@itp.ac.ru
пр. Академика Семенова, 1а, Черноголовка, Московская обл., 142432, Россия

Фахртдинов Рашид Рашидович

Учреждение Российской академии наук Институт проблем технологии микроэлектроники и особо чистых материалов РАН
+7 (49652) 44081
fakhrtid@gmail.com
ул. Институтская 6, Черноголовка, Московская обл., 142432, Россия

Федосеев Дмитрий Викторович

ГОУ ВПО «Нижегородский государственный университет»
7 (8312) 4338828
xsnaut@gmail.com
пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950, Россия

Финкель Матвей Ильич

ГОУ ВПО «Московский педагогический государственный университет»
+7 (499) 2468899
matveyf@mail.ru
ул. М. Пироговская, 1, Москва, 119991, Россия

Фомин Лев Александрович

Учреждение Российской академии наук Институт проблем технологии микроэлектроники и особо чистых материалов РАН
+7 (49652) 44255
fomin@ipmt-hpm.ac.ru
ул. Институтская 6, Черноголовка, Московская обл., 142432, Россия

Фоминов Яков Викторович

Учреждение Российской академии наук Институт теоретической физики им. Л.Д. Ландау РАН
+7 (910) 4661489
fominov@landau.ac.ru
пр. Академика Семенова, 1а, 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

Фролова Елена Владимировна

ГОУ ВПО «Нижегородский государственный университет»
+7 (831) 4656255
frolova_el@mail.ru
пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950, Россия

Хазанова Софья Владиславовна

ГОУ ВПО «Нижегородский государственный университет»
+7 (831) 4657628
khazanova@phys.unn.ru
пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950, 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

Холин Дмитрий Игоревич

Учреждение Российской академии наук Институт физичеких проблем РАН
+7 (499) 1376820
kholin@kapitza.ras.ru
ул. Косыгина, 2, Москва, 119334, Россия

Хомицкий Денис Владимирович

ГОУ ВПО «Нижегородский государственный университет»
+7 (831) 4623304
khomitsky@phys.unn.ru
пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950, Россия

Хохлов Дмитрий Ремович

ФГОУ ВПО «Московский государственный университет им. М.В.Ломоносова»
+7 (495) 9391151
khokhlov@mig.phys.msu.ru
Ленинские горы, 1, стр. 2, ГСП-1, Москва, 119991, Россия

Храпай Вадим Сергеевич

Учреждение Российской академии наук Институт физики твердого тела РАН
+7 (49652) 22946
dick@issp.ac.ru
Институтская ул., 2, Черноголовка, Мос. обл., 142432, 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

ФГОУ ВПО «Академический физико-технологический университет Российской академии наук»
+7 (812) 9056907
cirlin@beam.ioffe.ru
ул. Хлопина 8-3, Санкт-Петербург, 195220, Россия

Чаплик Александр Владимирович

Учреждение Российской академии наук Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова Сибирского отделения РАН
+7 (383) 3333264
chaplik@isp.nsc.ru
пр. Ак. Лаврентьева, 13, Новосибирск, 630090, 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

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 Сибирского отделения 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

Шарафутдинов Азат Уралович

ГОУ ВПО «Московский физико-технический институт (государственный университет)»
+ (916) 9752343
shazat@itp.ac.ru
ул. Керченская, 1а, корп. 1, Москва, 113303, Россия

Шастин Валерий Николаевич

Учреждение Российской академии наук Институт физики микроструктур РАН
+7 (831) 4385037
shastin@ipm.sci-nnov.ru
ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, 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

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

Шулаков Евгений Владимирович

Учреждение Российской академии наук Институт проблем технологии микроэлектроники и особо чистых материалов РАН
+7 (49652) 22885
shulakov@iptm.ru
ул. Институтская 6, Черноголовка, Московская обл., 142432, Россия

Шур Владимир Яковлевич

Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего профессионального образования «Уральский федеральный университет»
+7 (343) 2617436
vladimir.shur@usu.ru
ул. Ленина, 51, Екатеринбург, 620000, Россия

Щелкачев Николай Михайлович

ГОУ ВПО «Московский физико-технический государственный университет»
+7 (916) 9207678
n.chtchelkatchev@gmail.com
ул. Керченская, 1а, корп. 1, Москва, 113303, Россия

Щербаков Алексей Валерьевич

Учреждение Российской академии наук Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН
+7 (812) 2927174
scherbakov@mail.ioffe.ru
ул. Политехническая, 26, Санкт-Петербург, 194021, Россия

Щербаков Александр Викторович

Учреждение Российской академии наук Институт физики микроструктур РАН
+7 (908) 2359713
a41862@pochta.ru
ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия

Энтин Матвей Вульфович

Учреждение Российской академии наук Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова Сибирского отделения РАН
+7 (383) 3333264
entin@isp.nsc.ru
пр. Ак. Лаврентьева, 13, Новосибирск, 630090, Россия

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

Якимов Евгений Борисович

Учреждение Российской академии наук Институт проблем технологии микроэлектроники и особо чистых материалов РАН
+7 (49652) 44182
yakimov@iptm.ru
ул. Институтская 6, Черноголовка, Московская обл., 142432, Россия

Якунин Михаил Викторович

Учреждение Российской академии наук Ордена Трудового Красного Знамени Институт физики металлов Уральского отделения РАН
+7 (343) 3783644
yakunin@imp.uran.ru
ул. С. Ковалевской, 18, ГСП-170, Екатеринбург, 620041, Россия

Ясиевич Ирина Николаевна

Учреждение Российской академии наук Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН
+7 (812) 2927974
Irina.Yassievich@mail.ioffe.ru
ул. Политехническая, 26, Санкт-Петербург, 194021, Россия

Авторский указатель

A

Abrosimov N.V. 247
Aladyshkin A.Yu. 5, 68
Alekseev A. 458
Alexander J. 453
Aswartham S. 84
Atkins C.N. 292, 362

B

Banine V. 565
Belenky G. 208
Belikov S.A. 453
Belyakov V.A. 542
Belyanin A. 362
Besombes L. 274, 349
Bobkov A.M. 9, 11
Bobkova I.V. 9, 11
Buechner B. 84
Burmistrov I.S. 97

C

Canesqui M. 456
Chidichimo G. 295, 386
Chchelkatchev N.M. 94
Cockburn J.W. 292, 362
Cox R.T. 274

D

De Filpo G. 295, 386
Drachenko O. 255, 267, 318
Ducharme S. 524

F

Fritzsche J. 5

G

Gefen Yu. 97
Goiran M. 255, 288
Goldobin E. 19
Guenon S. 5

H

Hartmann J.M. 428
Hassan R.S. 362
Helm M. 255, 267, 318

Henini M. 350
Houzet M. 90

K

Karczewski G. 274
Kataev V. 84
Kennedy K. 362
Kiselev M.N. 97
Kleiner R. 5, 19, 68
Klushin A.M. 40
Knap W. 255
Koelle D. 5, 19, 68
Kossut J. 274
Krysa A.B. 292, 362
Kuzmin L.S. 48

L

Latyshev Yu.I. 53
Leotin J. 267
Lipsanen H. 312
Loos J. 458

M

Magonov S.N. 453
Majid M.J. 378, 380
Mariette H. 274, 349
Mashin A.I. 386
Monceau P. 53
Moshchalkov V.V. 5
Mueller F. 40

N

Nacke C. 84
Nefedov I.M. 5, 68
Nicoletta F.P. 386

O

Orlita M. 255
Orlov A.P. 53
Orlov O.M. 340
Ortega L. 583

P

Petkovic A. 94
Portal J.-C. 350

Putilov A.V. 5, 68

R

Revin D.G. 292, 362
Riemann H. 247

S

Samal N. 384
Savu R. 456
Schaeppers T. 490
Scheller T. 40
Schneider H. 267, 318
Silhanek A. 139
Siprova S.V. 386
Song F. 40
Sterengas L. 208
Suihkonen S. 312

T

Tchernycheva M. 404
Teppe F. 255
Tonkikh A.A. 392
Tronc P. 430

V

Valev V. 139
van Kaampen M. 565
Vaz A.R. 249, 456
Verbiest Th. 139
Vergniory M.G. 520
Vinokur V. 94
Volk Ch. 490

W

Wang Y. 362
Werner P. 304
Werner R. 5, 68
Winnerl S. 318
Wojtowicz T. 274
Wosnitza J. 255, 267
Wurmehl S. 84

Z

Zakharov N.D. 304

А

Абетковская С.О. 455
 Абрамкин Д.С. 432
 Агеев О.А. 303, 396
 Акимов А.В. 177
 Аксенов С.В. 99
 Аладышкин А.Ю. 74
 Алафердов А.В. 249, 456
 Алексеев А.Н. 312, 347
 Алёшин А.Н. 178
 Алёшкин В.Я. 180, 187, 206, 241,
 269, 299, 316, 318
 Алтухов И.В. 257
 Амиров И.И. 182, 184
 Андреев Б.А. 185, 212, 290, 293, 445
 Андронов А.А. 193
 Андриушечкин Б.В. 459, 461, 463,
 513
 Анисимов М.А. 106
 Антонов А.В. 187, 255, 304, 314, 318,
 368, 370
 Антонов Д.А. 334
 Аристов В.В. 530
 Аронзон Б.А. 154
 Асеев С.А. 465
 Афанаскин А.Ю. 189
 Афанасьев А.Е. 507
 Афанасьев М.С. 484
 Афоненко А.А. 243
 Ахсахалия А.А. 534, 536
 Ахсахалия А.Д. 534, 536

Б

Багаев В.М. 280
 Базалевский М.А. 374
 Байдакова Н.А. 191, 304
 Байдусь Н.В. 193, 19, 388, 406, 408,
 415
 Байер М. 127
 Бакурский С.В. 25, 36
 Балаев Д.А. 145
 Балашов Е.М. 482
 Балькин В.И. 507
 Баранов А.Н. 257
 Барышева М.М. 538, 540, 548, 555,
 557, 574, 577, 589, 609
 Батов И.Е. 72
 Батуринов А.С. 507, 509
 Батурина Т.И. 56, 64
 Бахтизин Р.З. 467
 Бекин Н.А. 197
 Бекманн Д. 72
 Белов А.И. 225, 402, 426
 Бельков В.В. 199
 Беляков В.А. 200
 Бенгус С.В. 95
 Бенеманская Г.В. 202, 301
 Берковиц В.Л. 204, 475
 Беспалов А.А. 7
 Беспалов А.В. 104, 161
 Бессараб П.Ф. 171
 Бессмертный К.Д. 133
 Бизяев Д.А. 468
 Бирюков А.А. 193, 388, 406, 408
 Бобров А.И. 113, 251, 402
 Богачев С.А. 563
 Бойченко С.В. 503
 Большинов В.В. 13
 Большаков А.Д. 245
 Бондаренко А.С. 160
 Бондаренко Л.В. 492
 Борбов А.И. 282
 Борисенко И.В. 147
 Брагинский О.В. 565
 Браун О.М. 459
 Брюквина Л.И. 501
 Буданов Б.А. 482
 Буздин А.И. 58, 78
 Булах К.В. 509

Булгакова С.А. 229, 544
 Буралев А.Д. 349
 Бурдейный Д.И. 187, 206
 Бурдов В.А. 200, 271
 Бурмистрова А.В. 15, 23
 Бухараев А.А. 468, 499
 Бухштаб Е.И. 95
 Бушуев В.А. 546
 Быков В.А. 470

В

Вайнберг В.В. 195
 Вайнер Ю.А. 538, 540, 555, 589
 Вайнштейн Ю.С. 223
 Вакс В.Л. 17
 Вальков В.В. 99
 Варнаков С.Н. 102
 Варыхалов А. 515, 526
 Васецкий В.М. 195
 Васильев А.Л. 60
 Васильева А.Н. 565
 Васильевский И.С. 359
 Вахтомин Ю.Б. 21
 Вдовичев С.Н. 101, 108, 143
 Вдовичева Н.К. 101
 Вербус В.А. 265
 Вильямс Д. 149
 Винниченко М.В. 208
 Виноградов Е.А. 235, 237
 Винокур В.М. 56, 91
 Вихрова О.В. 111, 259
 Вишняков Е.А. 581
 Владимиров Г.Г. 488
 Водолазов Д.Ю. 33
 Волгунов Д.Г. 534, 536, 593
 Волков Н.В. 102
 Волков П.В. 308
 Волкова Н.С. 219, 221
 Володин А.П. 471
 Вольф М. 72
 Воробьев Л.Е. 208, 312, 392
 Востоков Н.В. 210

Г

Гавриленко В.И. 255, 267, 286, 288,
 316, 318, 368, 370, 394
 Гавриленко Л.В. 180, 208, 212, 299
 Гайкович П.К. 548, 574
 Гайнутдинов Р.В. 524
 Галиев Г.Б. 359
 Галицын Ю.Г. 434
 Ганичев С.Д. 199
 Ганьшина Е.А. 123
 Гапонова Д.М. 180, 299
 Гатин А.К. 477, 480
 Генкин Г.М. 165
 Гераськин А.А. 104
 Германенко А.В. 214, 216
 Гладченко Е.В. 463
 Глазман Л.И. 90
 Глушков В.В. 106, 115
 Гоголинский К.В. 473
 Голикова О.Л. 104, 161
 Голикова Т.Е. 72
 Голубев С.С. 473
 Гольцман Г.Н. 21, 42, 88
 Горай Л.И. 550
 Горбунов А.В. 217
 Гордеева А.Б. 204, 475
 Гордеева А.В. 62
 Гордюшенков О.Е. 388
 Горлачук П.В. 310, 372
 Горшков А.П. 219, 221
 Горшков О.Н. 225
 Горюнов А.В. 308
 Грачев Д.А. 251
 Грибков Б.А. 101, 108, 156, 160, 163,
 511, 536, 538, 540, 555, 557
 Григорьев М.В. 553, 561, 597, 599

Гришин М.В. 477, 479, 480
 Грузнев Д.В. 492, 519
 Гуаглиардо П. 149
 Гуденко Ю.Н. 195
 Гудков Е.А. 343
 Гуляев Л.В. 417
 Гусаров В.В. 158
 Гусев О.Б. 223
 Гусев С.А. 101, 109, 156, 160, 163,
 185, 494, 544, 569
 Гусейнов Д.В. 247, 271, 402
 Гутаковский А.К. 432
 Гущина Е.В. 475

Д

Давоян А.Р. 352
 Давыдов В.Ю. 223
 Далидчик Ф.И. 482
 Данилов Ю.А. 111, 117, 259
 Данильцев В.М. 210, 239, 314
 Дворецкий С.А. 255, 318, 370
 Двуреченский А.В. 392
 Девятов И.А. 15, 23, 25, 390
 Дегтярев В.Е. 406, 415
 Демидов В.В. 60, 147
 Демидов Е.В. 322
 Демидов Е.С. 113, 225
 Демидова Д.С. 338
 Демин Г.Д. 153
 Демиховский В.Я. 400
 Демишев С.В. 106, 115
 Денисенко М.В. 80
 Денисенков В.С. 461
 Денисов С.А. 227
 Джонс М.М. 229, 544
 Дивочий А.В. 21
 Дидье К. 463
 Дмитриев Д.В. 430, 434
 Дмитриев П.Н. 44
 Додин Е.П. 193
 Долгов А. 565
 Долженко Д.Е. 421
 Доронин М.С. 108
 Дорофеев И.А. 231, 233, 235, 237
 Дорохин М.В. 111, 117
 Дроздов М.Н. 193, 210, 212, 239, 259,
 314, 441, 443, 540, 548, 567,
 569
 Дроздов Ю.Н. 111, 227, 239, 259,
 304, 441
 Друбь В. 509
 Дубинов А.А. 241, 243, 269, 318
 Дубровский В.Г. 245, 404
 Дудник М.Г. 171
 Дюков Д.И. 338

Е

Егоров В.А. 494
 Егоров В.К. 484
 Егоров Е.В. 484
 Ежевский А.А. 247, 271
 Ельцев Ю.Ф. 66
 Ельцов К.Н. 459, 461, 463, 513
 Емелин Е.В. 587
 Еремеев С.В. 486, 497, 520
 Еремин А.В. 102
 Еремин Е.В. 102
 Ерко А.И. 583
 Ермаков А.Б. 44
 Ермаков В.А. 249, 456
 Ермолаева О.Л. 119, 135, 511
 Ершов А.В. 189, 251, 426

Ж

Жаров А.А. 253
 Жидомиров Г.М. 463, 513
 Жижин Е.В. 488, 526
 Жилиев И.Н. 27, 29
 Жихарев Е.Н. 184

Жмерик В.Н. 312
 Жолудев М.С. 255, 318
 Жуков А.А. 490
 Жуков Е.А. 127

З

Заблоцкий А.В. 507
 Забродин И.Г. 559, 574, 579
 Зайцев А.В. 60
 Зайцева Е.В. 571
 Закалов Б.А. 576, 579
 Заяц А. 123
 Звонков Б.Н. 111, 195, 241, 259, 269, 316, 415
 Здоровейшев А.В. 111, 117, 219
 Здравков В.И. 31
 Зенкевич А.В. 509
 Зиминов А.В. 475
 Зорина М.В. 534, 538, 540, 555, 557, 577, 607, 609
 Зотов А.В. 492, 519
 Зотова А.Н. 33
 Зуев С.Ю. 559, 589, 602
 Зырянов С.М. 565

И

Иванов В.Ю. 106
 Изюмов М.О. 182
 Иконников А.В. 255, 286
 Ильин О.И. 303
 Ильинская Н.Д. 257
 Ильичев Е.В. 38
 Ильченко С.Н. 372
 Имамов Р.М. 359
 Иржак Д.В. 553, 561, 583, 585, 587, 597
 Исапова Г.Г. 129

К

Каверин Б.С. 494, 569
 Каверина Л.Б. 569
 Каган М.С. 257
 Казаков И.П. 374, 376
 Калач К.М. 173
 Калашников К.В. 34, 44
 Калентьева И.Л. 111, 259
 Калинин П.А. 272
 Кальнов В.А. 184
 Каменец Ф.Ф. 581
 Капаев В.В. 374, 376
 Караштин Е.А. 121, 156
 Карбань О.В. 496
 Каретникова И.Р. 101
 Карзанов В.В. 225
 Карзанова М.В. 225
 Карминская Т.Ю. 36
 Карпович И.А. 219, 221
 Карузский А.Л. 376
 Касьяков И.А. 576, 579
 Кац В.Н. 349
 Кванин А.Л. 359
 Квон З.Д. 261
 Керрен Б. 463
 Кецко В.А. 104
 Кинев Н.В. 44
 Кипарисов С.Я. 145
 Кирсанкин А.А. 477, 480
 Киселев О.С. 44
 Кислинский Ю.В. 60
 Кленов Н.В. 36, 38, 82
 Клименко О.А. 376
 Климов А.Ю. 101, 108, 109, 163, 396, 593
 Климов Е.А. 359
 Климовских И.И. 488
 Клоков А.Ю. 263
 Клоенков Е.Б. 567, 569, 579
 Ковалев А.С. 565
 Ковалевский С.А. 482

Козлов В.А. 265
 Козлов Д.А. 261
 Козлов Д.В. 197, 267, 368
 Колесников М.Н. 269
 Колмычек И.А. 123, 139
 Коломыйцев А.С. 303, 396
 Колченко Н.Н. 477
 Колыбасова В.В. 390
 Комков О.С. 388
 Конаков А.А. 200, 271
 Кондратенко В.В. 581
 Константинян К.И. 60
 Копнин Н.Б. 54
 Копьев П.С. 312
 Корнев В.К. 36, 82
 Корнеев А.А. 21, 42
 Корнеева Ю.П. 21, 42
 Корнилов Г.Р. 84
 Корнишин С.Ю. 494
 Королев Д.С. 402
 Коротеев Ю.М. 486, 497, 520
 Короткова Н.А. 593
 Костюк А.Б. 402
 Котляр В.Г. 519
 Кочаровский В.В. 272
 Кочаровский Вл.В. 272
 Кочерешко В.П. 274, 349
 Кочиев М.В. 263, 276
 Кошелев К.Н. 565
 Кошелец В.П. 34, 44
 Кравец Н.А. 413
 Красильник З.Ф. 180, 185, 278, 290, 293, 299, 304, 396, 428, 445
 Красильникова Л.В. 227, 278, 396, 426
 Красовицкий Д.М. 347
 Кремлев К.В. 494
 Кривобок В.С. 280
 Кривулин Н.О. 282
 Кривцун В.М. 565
 Криницина Т.П. 131
 Криштоп В.Г. 283
 Криштоп Т.В. 285
 Криштопенко С.С. 286, 288, 394
 Крупенин В.А. 390
 Крутицкий П.А. 390
 Крутянский В.Л. 123
 Крыжков Д.И. 180, 185, 290, 293, 299, 316, 426, 445
 Кугель К.И. 125
 Кудрин А.В. 111, 259
 Кудрявцев К.Е. 185, 241, 293, 304, 368, 370
 Кудряшов М.А. 295
 Кузин А.А. 507
 Кузин С.В. 563
 Кузнецов А.П. 473
 Кузнецов В.И. 46
 Кузнецов В.П. 290, 445
 Кузнецов О.А. 428
 Кузьмин В.Д. 308
 Кузьмин Л.С. 38, 62
 Кузьмичев С.А. 66
 Кукин А.В. 223
 Кукушкин В.А. 297
 Кулагин Н.Е. 153
 Кульбачинский В.А. 154
 Куприянов М.Ю. 19, 36
 Курин В.В. 51, 86
 Курицын Д.И. 180, 210, 299
 Курова Н.В. 200
 Кусраев Ю.Г. 127

Л

Ладугин М.А. 310
 Лапушкин М.Н. 301
 Ластовкин А.А. 255
 Латышев А.В. 56
 Лебедев Д.В. 468, 499

Лебединский Ю.Ю. 509
 Леесмент С.И. 496
 Лесников В.П. 113
 Липко С.В. 501
 Лисицын С.А. 303
 Лихачев И.А. 154
 Лобанов Д.Н. 191, 197, 280, 304, 428
 Лобанов С.В. 123
 Лобанов Ю.В. 88
 Лобанова И.И. 106, 115
 Лобинцов А.А. 372
 Логунов А.А. 295, 306
 Ломанова Н.А. 158
 Лопаев Д.В. 565
 Лопатин А.Я. 567, 569
 Лугинин М.С. 581
 Лукичев В.Ф. 184
 Лукьянов А.Ю. 308
 Лучин В.И. 567, 569
 Лысенко В.Г. 180, 299
 Лысова О.А. 524
 Львова Т.В. 204
 Лямкина А.А. 434

М

Магарилл Л.И. 439
 Мазуркин Н.С. 153
 Малехонова Н.В. 415
 Маликов И.В. 173
 Мальженков А.В. 286
 Малышев А.И. 129
 Малышева Е.И. 117
 Мамаев В.В. 312
 Мамонов Е.А. 139
 Манова Н.Н. 42
 Маремьянин К.В. 255, 394
 Маркелов А.С. 402
 Марков А.В. 571
 Мармалюк А.А. 310, 372
 Мартынович Е.Ф. 501, 503
 Марченко Д.Е. 488, 515, 526
 Масленников С.Н. 435
 Масловская А.Г. 505
 Матвеев С.А. 227
 Матвеев Ю.А. 509
 Матеецкий А.В. 492
 Матрозова Е.А. 17
 Махмудиан М.М. 439
 Машин А.И. 189, 295, 306, 334
 Машко М.О. 208
 Мелентьев Г.А. 208, 312
 Мелентьев П.Н. 507
 Мельников А.С. 7, 54, 58, 74, 78
 Меньщикова Т.В. 497, 520
 Миляев М.А. 131
 Минаева О.В. 21
 Миннекаев М.Н. 509
 Миньков Г.М. 214, 216
 Миронов А.Ю. 56, 64
 Миронов Б.Н. 465
 Миронов В.Л. 101, 119, 133, 135, 511
 Миронов С.В. 58
 Митрофанов А.В. 573
 Митягин Ю.А. 376
 Михайлов А.Н. 225, 402, 426
 Михайлов Г.М. 173
 Михайлов Н.Н. 255, 261, 308, 318, 370, 449
 Молдавская Л.Д. 314
 Морозов А.И. 137
 Морозов С.В. 316, 318, 368, 370
 Мошкалева С.А. 249, 456
 Мощенко С.П. 434
 Мурель А.В. 320, 322, 443
 Мурзина Т.В. 123, 139
 Мурзин В.Н. 376
 Мухаматчин К.Р. 141
 Муханов О.А. 82

Н

Нагаев К.Э. 285, 333
 Нагорных С.Н. 426
 Назаренко М.В. 245
 Насимов Д.А. 56
 Наумова Л.И. 131
 Наумовец А.Г. 459
 Нежданов А.В. 189, 334
 Неклюдова М.А. 434
 Некоркин С.М. 269
 Нефёдов И.М. 74, 101, 143, 163
 Нечаев И.А. 336, 486
 Никитов С.А. 151, 352, 356
 Николаев С.Н. 154, 280
 Новиков А.В. 191, 280, 304, 308, 320, 428, 443
 Новикова А.Б. 544
 Новицкий Н.Н. 161
 Новодворский О.А. 154
 Ноздрин Ю.Н. 165, 193
 Нургазизов Н.И. 468, 499

О

Оболенский С.В. 338
 Обьедков А.М. 494
 Овсянников Г.А. 60
 Овчинников С.Г. 102, 147
 Окомельков А.В. 165
 Ольшанецкий Е.Б. 261
 Онищенко Е.Е. 280
 Орликовский А.А. 184
 Орлов М.Л. 366
 Отроков М.М. 520

П

Павленко Е.С. 359
 Павленков В.И. 426
 Павлов В.Н. 599
 Павлов Д.А. 251, 282, 402, 415
 Павлова Е.Д. 113, 221
 Павлова Т.В. 461, 513
 Пальчик М.Г. 145
 Паневин В.Ю. 312, 392
 Панин А.Н. 341
 Панкратов А.Л. 17, 38, 62, 70
 Панченко А.В. 581
 Панченко В.Я. 154
 Панчук В.В. 158
 Папроцкий С.К. 257
 Парьев Д.Е. 548, 569, 574
 Пастухова Н.В. 494
 Патрин Г.С. 145
 Пахомов Г.Л. 343
 Пашаев Э.М. 154
 Пегасина М.Д. 282
 Перваков К.С. 66
 Пересторонин А.В. 376
 Перов А.А. 345
 Перов Н.С. 154
 Першин Ю.П. 581
 Пестов А.Е. 538, 540, 544, 555, 565, 576, 577, 607, 609
 Петржик А.М. 60, 147
 Петров В.Н. 149
 Петров С.И. 312, 347
 Пирожков А.С. 581
 Платонов А.В. 349
 Платонов С.О. 151
 Плотницкая О.А. 583
 Подгорных С.М. 449
 Подольский В.В. 113
 Полковников В.Н. 579, 589
 Полова И.А. 219
 Пономарев Я.Г. 66
 Попков А.Ф. 153
 Попков С.А. 247, 271
 Попов В.В. 352, 354, 356

Попов В.Г. 283, 350
 Попова А.А. 488, 515, 526
 Порошин В.Н. 195
 Постолова С.В. 64
 Преображенский В.В. 432
 Пресняков М.Ю. 60
 Проглядо В.В. 131
 Прокудина М.Г. 423
 Пряжин Д.А. 212, 293, 396
 Пугач Н.Г. 19
 Пудалов В.М. 66
 Путято М.А. 432
 Пушкарев С.С. 359
 Пяткин С.В. 173

Р

Рагозин Е.Н. 581
 Радер О. 515, 526
 Ракевич А.Л. 501
 Рассолова И.С. 225
 Рахимов А.Т. 565
 Рахимова Т.В. 565
 Рахманов А.Л. 125
 Ревин Л.С. 17, 70
 Ремесник В.Г. 308
 Решетов В.Н. 473
 Рогов В.В. 101, 108, 163
 Романов Ю.А. 366
 Романова Ю.Ю. 364, 366
 Рошупкин Д.В. 553, 561, 583, 585, 587, 597
 Румянцев В.В. 318, 368, 370
 Русина Г.Г. 517
 Рут О.Э. 214, 216
 Рыбкин А.Г. 488, 515
 Рыльков В.В. 154
 Рынков Д.О. 137
 Рябова Л.И. 421
 Рябоштан Ю.Л. 310, 372
 Рязанов В.В. 13, 72

С

Савельев А.П. 449
 Савинов Д.А. 74, 76
 Савинов С.А. 374, 376
 Савинский С.С. 378, 380
 Садаков А.В. 66
 Садофьев Ю.Г. 316, 382, 384, 394
 Салашенко Н.Н. 538, 540, 544, 548, 555, 557, 565, 569, 574, 576, 577, 579, 589, 593, 595, 602, 607, 609
 Самарин С.Н. 149
 Самохвалов А.В. 78
 Самсоненко Ю.Б. 349
 Сапожников М.В. 156, 163
 Саранин А.А. 492, 519
 Сатанин А.М. 80, 412
 Сбойчаков А.О. 125
 Свешникова Л.Л. 430
 Семенов А.В. 25, 88, 106, 115
 Семенов А.Н. 312
 Семенов В.Г. 158
 Семисалова А.С. 154
 Семягин Б.Р. 432
 Сенников П.Г. 212
 Сергеев С.М. 180, 210, 299
 Сергеева Н.Ю. 333
 Сергиенко А.В. 21
 Сибельдин Н.Н. 276
 Сибирев Н.В. 245, 404
 Сидоренко К.В. 200
 Силкин И.В. 520
 Синис В.П. 257
 Сипатов А.Ю. 95
 Скориков М.Л. 276
 Скороходов Е.В. 109, 119, 135, 160, 163, 210, 544
 Слуцкий В.Г. 479

Случанко Н.Е. 106, 115
 Смирнов А.И. 253
 Смирнов А.Н. 223
 Смирнов К.В. 21
 Смирнова Д.А. 253
 Смирнова И.А. 591
 Смирнова Н.Н. 229
 Смотрин Д.С. 388, 415
 Собакинская Е.А. 17
 Солнышкова Л.В. 345
 Соловьев И.И. 38, 82, 390
 Солтанович О.А. 447
 Софронов А.Н. 312, 392
 Спиринов К.Е. 255, 394
 Сресели О.М. 223
 Стариков С.Д. 579, 589
 Степихова М.В. 227, 278, 396
 Стогний А.И. 161
 Столяров В.С. 13
 Стрижеус Д.В. 459
 Строганов И.С. 306
 Струля И.Л. 555
 Субботин И.А. 359
 Суворов Э.В. 591
 Суворова Л.Ф. 501
 Сударшан К. 149
 Суслов А.В. 449
 Суслов Л.А. 579
 Сухоруков А.В. 247, 271

Т

Талалаев В.Г. 398
 Таланов Ю.И. 84
 Танг Х. 21
 Тарасов А.С. 102
 Тарасов М.А. 25
 Тарасова Е.А. 338
 Татарский Д.А. 163
 Тележников А.В. 400, 413
 Терентьев Я.В. 199
 Тертышник А.Д. 308
 Теруков Е.И. 223
 Тесье Р. 257
 Тетельбаум Д.И. 225, 402, 426
 Тимофеева М.А. 404
 Тимофеев В.Б. 217
 Тимошнев С.Н. 202
 Тисс С. 509
 Титков А.Н. 522
 Тихов С.В. 406, 408
 Токман И.Д. 165
 Токпанов Ю.С. 44
 Толстихина А.Л. 524
 Тонких А.А. 304
 Торгашин М.Ю. 44
 Торопов М.Н. 534, 544, 577, 593, 595, 602, 607, 609
 Травкин В.В. 343
 Трапезникова И.Н. 223
 Трахтенберг Л.И. 480
 Третьяков И.В. 88
 Треушников В.М. 494
 Тропанова А.Н. 343
 Трушин В.Н. 402, 571

У

Удалов О.Г. 121, 156, 167, 169
 Уздин В.М. 171
 Уланов Е.А. 99
 Улин В.П. 204
 Ундалов Ю.К. 223
 Усеинов А.С. 473
 Усикова А.А. 257
 Усольцев А.С. 66
 Устинов В.В. 131
 Утас О.А. 492
 Уткин А.А. 86
 Ушаков Д.В. 243, 384

Ф

Фальковский Л.А. 410
 Фатеев Д.В. 356
 Фахртдинов Р.Р. 553, 561, 583, 597, 599
 Федонин М.П. 402
 Федосеев Д.В. 412
 Фелелов А.Г. 338
 Филатов Д.О. 334
 Филиппенко Л.В. 44
 Финкель М.И. 88
 Фирсов А.А. 585
 Фирсов Д.А. 208, 312, 392
 Флоря И.Н. 21
 Фогель Н.Я. 95
 Фомин Л.А. 173
 Фоминов Я.В. 90
 Фраерман А.А. 101, 121, 141, 156, 163, 511
 Фридкин В.М. 524
 Фролова Е.В. 413

Х

Хазанова С.В. 408, 415
 Хайдуков Е.В. 154
 Хаймович И.М. 91
 Ханипов Т.Ф. 468
 Харитонов А.И. 534, 536
 Харитонов В.А. 477, 479
 Хлыбов Е.П. 66
 Хомицкий Д.В. 417, 419
 Хомский Д.И. 125
 Хохлов Д.Р. 421
 Хохлова Т.Л. 229
 Храмова О.Д. 154
 Храпай В.С. 423
 Хрыкин О.И. 239, 322
 Хюблер Ф. 72

Ц

Цветков В.А. 263, 276
 Цехош В.И. 374

Циркин С.С. 497
 Цыбин Н.Н. 567, 569
 Цыпленков В.В. 197
 Цырлин Г.Е. 349
 Цырлин Г.Э. 245, 424

Ч

Чалков В.Ю. 227
 Чалый В.П. 347
 Чекалин С.В. 465
 Черкез В.В. 463
 Черкун А.П. 465
 Черничкин В.И. 421
 Черноглазов К.Ю. 154
 Чигиринский Ю.И. 225
 Чижик С.А. 455
 Чубанов А.А. 419
 Чугров И.А. 251, 426
 Чукланов А.П. 499
 Чулков Е.В. 336, 486, 497, 520
 Чумаков А.И. 601
 Чуприк А.А. 509
 Чхало Н.И. 534, 538, 540, 544, 548, 555, 557, 567, 574, 576, 577, 593, 595, 602, 607, 609

Ш

Шабельникова С.Л. 585
 Шадрин А.В. 60, 147
 Шакиров И.И. 468
 Шалеев М.В. 304, 396, 428
 Шальгин В.А. 312, 392
 Шамирзаев Т.С. 430, 432, 434
 Шангина Е.Л. 435
 Шаньгина Т.Е. 66
 Шарафиев А.В. 82
 Шарафутдинов А.У. 175, 176
 Шарко С.А. 161
 Шарков А.И. 263
 Шастин В.Н. 197
 Шашкин В.И. 212, 314, 320, 322
 Швецов А.В. 295

Шенгуров В.Г. 227, 278, 396
 Шенгуров Д.В. 185, 227, 293, 304, 445
 Шерешевский И.А. 74, 101, 143
 Шерман Е.Я. 417
 Шерстобитов А.А. 214, 216
 Шестов С.В. 563
 Шикин А.М. 488, 515, 526
 Шилаев П.А. 282
 Шмагин В.Б. 293
 Шмаенок Л.А. 567, 569
 Шорохова А.В. 154
 Шуб Б.Р. 477, 479, 480
 Шубина Т.В. 312
 Шулаков Е.В. 604
 Шур В.Я. 528

Щ

Щелкачев Н.М. 91
 Щербakov А.В. 437, 538, 577, 593, 595, 602, 607, 609

Э

Энтин М.В. 439

Ю

Юдин С.Г. 524
 Юзефович О.И. 95
 Юнин П.А. 210, 239, 441
 Юрасов Д.В. 308, 320, 428, 443
 Юрасова Н.В. 396
 Юрре Т.А. 475

Я

Яблонский А.Н. 185, 191, 241, 290, 293, 445
 Якимов А.И. 392
 Якимов Е.Б. 447, 597
 Яковлев Д.Р. 127
 Якубович С.Д. 372
 Якунин М.В. 449
 Якушев О.В. 565
 Ясневич И.Н. 451

НАНОФИЗИКА И НАНОЭЛЕКТРОНИКА

Труды XVI международного симпозиума

12–16 марта 2012 г., Нижний Новгород

Том 2

Институт физики микроструктур РАН
603950, Нижний Новгород, ГСП-105, Россия
Тел.: (831) 438 51 20, (831) 438 52 26+257, факс: (831) 438 55 53
e-mail: symp@ipm.sci-nnov.ru

Формат 60×90 1/8.
Бумага офсетная. Печать цифровая. Гарнитура «Times».
Усл. п. л. 51. Заказ № 117. Тираж 300.

Отпечатано в типографии ННГУ им. Н.И. Лобачевского
603000, г. Нижний Новгород, ул. Б. Покровская, 37
Тел. (831) 433 83 25