

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки  
Физико-технический институт им. А. Ф. Иоффе  
Российской академии наук

# Международная зимняя школа по физике полупроводников

# 2012

## Научные сообщения молодых ученых

С.-Петербург – Зеленогорск  
24–27 февраля 2012 года

## **Организатор**

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки  
Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе  
Российской академии наук

### **Руководство и организация школы**

А. Г. Забродский, *председатель оргкомитета*  
Р. В. Парфеньев, *зам. председателя оргкомитета*  
Е. Л. Ивченко, *председатель программного комитета*  
А. Ю. Маслов, *секретарь программного комитета*  
В. И. Козуб, *программный комитет*  
П. С. Копьев, *программный комитет*  
О. М. Сресели, *программный комитет*  
Р. А. Сурис, *программный комитет*  
П. А. Алексеев, *сессия молодых ученых*  
И. А. Няпшаев, *сессия молодых ученых*  
Т. В. Тиснек, *секретарь оргкомитета*  
Л. Ф. Гребеновская, *оргкомитет*  
Е. В. Куницына, *оргкомитет*  
Т. В. Рогозина, *оргкомитет*  
В. Л. Шубин, *техническое обеспечение*

### **Финансовая поддержка**

Российский фонд фундаментальных исследований  
Фонд некоммерческих программ «Династия»  
Президиум Российской академии наук  
Федеральное государственное бюджетное учреждение науки  
Физико-технический институт им. А. Ф. Иоффе РАН

<b>Воскресенье 26 февраля</b>	<b>15.00–19.00</b>	<b>5</b>
<i>Я. М. Бельтюков</i>	Гранулярные среды с точки зрения теории случайных матриц	5
<i>Н. С. Белякова</i>	Изучение сверхструктуры лэнгмюровских пленок методом малоуглового рассеяния рентгеновских лучей . . . . .	6
<i>А. А. Богданов</i>	Метаматериалы на основе полупроводниковых сверхрешеток с управляемыми электродинамическими характеристиками . .	8
<i>М. А. Дронов</i>	Эффект резистивного переключения в полимерных материалах и энергонезависимая память на его основе . . . .	10
<i>К. А. Дроздов</i>	Оптические свойства нанокompозитных структур с квантовыми точками CdSe/CdS . . . . .	11
<i>П. Е. Гусаков</i>	Оптические и электрические свойства тонких пленок пленок геликоидального графитизированного полиацетилена в терагерцовой области частот . . . . .	12
<i>В. М. Зиминов</i>	Структура и выпрямительные свойства объемного гетероперехода на основе фуллерена . . . . .	14
<i>И. В. Крайнов</i>	Поляризация рекомбинационного излучения электронов с дырками связанных на центрах в GaAs, в присутствии внешней деформации и магнитного поля . . . . .	15
<i>В. А. Малыш</i>	Исследование осцилляций магнитопроводимости в гетероструктуре n-GaAs/AlGaAs методом бесконтактной микроволновой спектроскопии . . . . .	17
<i>Н. В. Павлов</i>	Излучательная рекомбинация электронов из первой возбужденной подзоны размерного квантования в глубоких квантовых ямах . . . . .	18

<i>А. В. Пошакинский</i>	
Спиновая релаксация электронов в квантовых ямах с сильным спин-орбитальным взаимодействием . . . . .	20
<i>П. М. Шмаков</i>	
Эффект Ааронова–Бома в одноканальном кольце со спин-орбитальным взаимодействием при высокой температуре . . . . .	21
<i>С. А. Яковлев</i>	
Гибридные структуры опал-Ge <sub>2</sub> Sb <sub>2</sub> Te <sub>5</sub> получение, структурные и фотонно-кристаллические свойства . . . . .	23
<b>Стендовая сессия</b>	<b>25</b>
<i>А. С. Букатин</i>	
Микрофлюидное устройство для исследований биологических объектов в нативном состоянии . . . . .	25
<i>Ю. С. Вайнштейн</i>	
Структура и люминесценция аморфных слоёв кремния, полученных модифицированным методом магнетронного распыления . . . . .	26
<i>С. Ю. Курин</i>	
Высокоэффективные ультрафиолетовые светодиоды на основе твердых растворов AlGa <sub>N</sub> . . . . .	28
<i>Ф. С. Федичкин</i>	
Полевые транзисторы с композитным активным слоем на основе полупроводниковых полимеров и металлических наночастиц . . . . .	29
<i>Е. А. Шевченко</i>	
Квантово-размерный эффект Штарка и локализация носителей в квантовых ямах Al <sub>x</sub> Ga <sub>1-x</sub> N с различной морфологией . . . . .	31
<i>Д. Б. Шустов</i>	
Использование катодолюминесценции для определения однородности и качества структуры приповерхностного слоя на примере структур 3C/6H-SiC . . . . .	32

# Гранулярные среды с точки зрения теории случайных матриц

Я. М. Бельтюков

СПбГПУ, Санкт-Петербург, Россия

Такие системы, как гранулярные среды, коллоидные суспензии, эмульсии и пены при увеличении концентрации гранул переходят из состояний отдельных частиц в состояние похожее на твердое тело. Только чуть более 10 лет назад была предложена достаточно адекватная модель для их описания [1]. Она заключается в рассмотрении частиц в виде упругих шаров в некотором объеме. При малой концентрации все частицы свободно движутся. Но стоит только преодолеть критический порог по концентрации, и все частицы приобретают положение устойчивого равновесия. В этом состоянии мы имеем твердую фазу. Такой переход получил в английской литературе название *jamming transition*, потому что он напоминает затор на дороге (traffic jam).

Несмотря на сравнительно простую постановку задачи, при приближении к точке перехода многие результаты получаются только путем трудоемкого численного моделирования. Связано это с тем, что деформации в такой системе при подходе к точке перехода перестают быть аффинными [2]. Мы хотим здесь применить теорию случайных матриц для описания разных типов и спектров колебаний в ситуации близкой к точке перехода. Ранее нами было показано, что теория случайных матриц хорошо описывает колебательные свойства аморфных диэлектриков (стекло) [3, 4], а гранулярные среды имеют много общего со стеклами [5].

Система в твердой фазе описывается динамической матрицей  $M$ . Она квадратная, симметричная и положительно определенная. Её размеры равны числу степеней свободы. Оказывается, что положительно определенную динамическую матрицу  $M$  всегда можно представить в виде  $M = AA^T$ , где  $A$  в общем случае — прямоугольная матрица. Каждой строчке матрицы  $A$  соответствует определенная степень свободы, а каждому столбцу — случайный контакт между двумя частицами. Если число степеней свободы будет больше числа контактов, то система не будет иметь однозначного устойчивого положения равновесия. Точка перехода соответствует ситуации, когда число контактов равно числу степеней свободы, т.е. когда  $Z = 2d$ , где  $Z$  — среднее число контактов у одной частицы, а  $d$  — размерность пространства. Такая ситуация

соответствует квадратной матрице  $A$ .

Матрица  $A$  имеет достаточно сложную структуру. Если мы предположим, что все элементы матрицы  $A$  — независимые случайные числа, мы получим плотность колебательных состояний, соответствующую распределению Марченко-Пастура [6].

$$g(\omega) = \frac{1}{\pi\omega_0^2\omega} \sqrt{(\omega_+^2 - \omega^2)(\omega^2 - \omega_-^2)}, \quad \omega_{\pm} = \omega_0 \left| \sqrt{Q} \pm 1 \right|, \quad (1)$$

где  $\omega_0$  — характерная частота в системе, а  $Q$  — отношение сторон в матрице  $A$ . Несмотря на такое, не очень реальное предположение, мы, тем не менее, получили хорошее согласие с плотностью колебательных состояний гранулярных сред. Также не учитывая конкретного расположения ненулевых элементов в матрице  $A$  мы определили правильное поведение модуля сдвига и скорости звука вблизи точки перехода.

В описанном методе случайных матриц мы не учитывали конкретный тип беспорядка. Это свидетельствует как об универсальности подхода с помощью случайных матриц, так и об универсальности свойств рассматриваемых неупорядоченных систем.

## Литература

- [1] A.J. Liu and S.R. Nagel, *Nature* **396**, 21 (1998).
- [2] W.G. Ellenbroek, M. van Hecke and W. van Saarloos, *Phys. Rev. Lett.* **97**, 258001 (2006).
- [3] Я. М. Бельтюков, Д. А. Паршин, *ФТТ* **53**, 142 (2011).
- [4] Я. М. Бельтюков, Д. А. Паршин, *Письма в ЖЭТФ* **93**, 661 (2011).
- [5] V. Vitelli, N. Xu, M. Wyart, A.J. Liu, S.R. Nagel, *Phys. Rev. E* **81**, 021301 (2010).
- [6] В. А. Марченко, Л. А. Пастур, *Мат. сб.* **72** (114), 507 (1967).

## Изучение сверхструктуры ленгмюровских пленок методом малоуглового рассеяния рентгеновских лучей

Н. С. Белякова

СПбГПУ, Санкт-Петербург, Россия

Метод Ленгмюра–Блоджетт позволяет без значительных экономических затрат (не требует вакуумирования и высоких температур), воспроизводимо получать молекулярные моно- и мультислои на основе органических веществ,

включая и высокомолекулярные соединения (полимеры, в том числе биологически активные). Уникальность метода заключается в возможности послойно увеличивать толщину пленки, формирующуюся на твердой поверхности, причем толщина каждого слоя определяется размерами молекулы используемого органического вещества и строго контролировать структурное совершенство получаемых пленок.

Уже сейчас пленки Ленгмюра–Блоджетт (ПЛБ) находят разнообразное практическое применение в различных областях науки и техники: электроника (наноитография с разрешением 20–50 нм, изолирующие и проводящие ультратонкие пленки, туннельные диэлектрики, пассивирующие и защитные покрытия, элементная база молекулярной электроники, матрицы содержащие полупроводниковые наночастицы, матрицы для создания ультратонких слоев окислов металлов), оптика (активные слои для записи информации оптическим способом и атомно-зондовым методом, фотохромные покрытия со встроенными светочувствительными белковыми молекулами, просветляющие покрытия, дифракционные решетки, интерференционные и поляризационные светофильтры, плоские моно- и полимодовые световоды, удвоители частот барьерные слои в фотодиодах), прикладная химия (химия поверхности и поведения частиц на поверхности, катализ, фильтрация и обратный осмос мембран, адгезия), микромеханика (антифрикционные покрытия), биосенсоры и датчики (электронные и электрохимические сенсоры на основе упорядоченных молекулярных структур со встроенными активными молекулами или молекулярными комплексами).

Нами предлагается использовать пленки Л–Б для монохроматоров мягкого рентгеновского излучения. Мы предлагаем использовать эти пленки для измерения XAFS-спектров веществ из легких элементов и в вакуумных малоугловых рентгеновских измерениях крупных кристаллитов, где важно увеличение угла рассеяния (в частности, для органических соединений).

Мы проводили отбор ПЛБ по направлениям как кристаллографического совершенства по всей поверхности образца (10×15 мм), так и отбора одинаковых образцов.

Применение метода малоуглового рентгеновского рассеяния (МУРР) было необходимо, так как область рассеяния вблизи падающего пучка дает размерную информацию как о периодичности, о фрактальной размерности, размере кристаллитов (доменов и пор, а также интерфейсов так и о размерах крупнейших однородных фаз и толщине границ наноразмерных пленок.

Большое количество узких, сравнимых по ширине с падающим пучком брэгговских пиков, — подтвердило совершенство по площади идентичных многослойных пленок. Одновременно были проведены МУРР-исследования—

пиков полного внешнего отражения (ПВО).

В результате исследований было установлено, что у выбранных пленок Л–Б бегената бария периодичность слоев параллельно поверхности равна  $6\text{ нм}$  (с точностью до  $0.1\text{ нм}$ ).

Доказано, что с помощью таких монохроматоров могут быть исследованы объекты не только нано-, но и микронных размеров. На таком монохроматоре достигаются энергии от  $200\text{ эВ}$  и выше, что позволяет проводить исследования спектров поглощения на К-краях легких элементов (от бора и тяжелее).

## **Метаматериалы на основе полупроводниковых свехрешеток с управляемыми электродинамическими характеристиками**

А. А. Богданов

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

СПбАУ, Санкт-Петербург, Россия

СПбГПУ, Санкт-Петербург, Россия

Один из наиболее активно изучаемых объектов в современной оптике — это метаматериалы, то есть искусственно созданные материалы с оптическими свойствами, которые, обычно не присущи материалам, встречающимся в природе [1]. Уникальные свойства метаматериалов позволяют создавать новые приборы на их основе и открывают большие перспективы их применения в космической промышленности, телекоммуникационных и медицинских технологиях, и многих других отраслях науки и техники [1–4].

Электромагнитные свойства метаматериала, как правило, анизотропны и описываются с помощью тензора диэлектрической проницаемости. В пространстве волновых векторов знаки главных компонент тензора диэлектрической функции материала определяют форму изоэнергетической поверхности для фотонов. В общем случае это одно- или двуполостным гиперболоид или эллипсоид [5].

Создание материалов с управляемыми электродинамическими характеристиками открывает еще более широкие возможности их применения. Так, например, возможность управления знаками главных компонент тензора диэлектрической проницаемости, позволяет управлять плотностью фотонных состояний, что в свою очередь влияет на скоростью спонтанной эмиссии в материале и его коэффициент отражения.



В этой работе мы анализируем возможность управления величиной и знаками компонент тензора диэлектрической проницаемости метаматериала на основе полупроводниковой сверхрешетки.

В приближении эффективной среды компоненты тензора диэлектрической проницаемости сверхрешетки можно описывать в рамках модели Друде–Лоренца

$$\varepsilon_s(\omega) = \varepsilon_s^\infty \left( 1 - \frac{\Omega_s^2}{\omega(\omega + i\gamma_s)} \right) \quad s = \parallel, \perp. \quad (1)$$

Индекс  $s = \parallel, \perp$  отвечает направлениям вдоль и поперек слоев сверхрешетки.  $\Omega_s, \gamma_s$  — это плазменная частота материала и обратное время рассеяния импульса в материале,  $\varepsilon_s^\infty$  — высокочастотная диэлектрическая проницаемость материала (вклад ионного остова и валентных электронов).

Плазменная частота определяется концентрацией свободных носителей в материале и их эффективной массой. В сверхрешетке эффективные массы электронов и дырок вдоль и поперек слоев зависят от их энергии и могут значительно отличаться. Изменяя концентрацию электронов и дырок в сверхрешетке, можно управлять величиной продольной и поперечной плазменных частот, а значит и управлять знаками главных компонент тензора диэлектрической проницаемости (при фиксированной частоте  $\omega$ ).

В этой работе мы проанализировали зависимость продольной и поперечной плазменных частот от параметров сверхрешетки, температуры и концентрации свободных носителей, а также возможные механизмы управления концентрацией свободных носителей в материале: температурный, электрический и оптический.

**Таблица 1.** Зависимость главных компонент тензора диэлектрической проницаемости от концентрации свободных электронов для частоты 3 ТГц.

	$n_1 = 1 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$	$n_2 = 2 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$	$n_3 = 5 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$
$Re(\varepsilon_\perp)$	8.9	5.8	-3.6
$Re(\varepsilon_\parallel)$	4.7	-2.6	-24.6

В качестве примера мы рассмотрели сверхрешетку на основе  $\text{In}_{1-x}\text{Ga}_x\text{As}/\text{GaSb}_{1-y}\text{As}_y$  ( $x = 0.7; y = 0.6$ ) с шириной квантовой ямы 3 нм и периодом 20 нм при комнатной температуре. Результаты численного расчета зависимости главных компонент тензора диэлектрической проницаемости от концентрации свободных электронов приведены в таблице 1.

## Литература

- [1] S. Foteinopoulou, M. Kafesaki, E. Economou, *et al.* *Phys. Rev. B* **84**, 035128 (2011)

- [2] J. Pendry, D. Schurig, D. Smith, *Science* **312**, 1780 (2006).
- [3] U. Leonhardt, *Science* **312**, 1777 (2006).
- [4] I. Smolyaninov, V. Smolyaninova, A. Kildishev, *et al.* *Phys. Rev. Lett.* **102**, 213901 (2009).
- [5] I. Smolyaninov, E. Narimanov, *Phys. Rev. Lett.* **105**, 067402 (2010).

## **Эффект резистивного переключения в полимерных материалах и энергонезависимая память на его основе**

М. А. Дронов

Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН

В настоящее время во всем мире наблюдается огромный интерес к созданию принципиально новых технологий памяти. Это связано как с недостатками существующих технологий, так и со стремлением получить более быстродействующую, лёгкую и дешёвую энергонезависимую память [1]. Одним из направлений таких исследований является создание резистивной памяти, в том числе на основе электрических переключений в полимерных материалах. Устройства на основе органических полупроводниковых материалов особенно привлекательны простой технологией изготовления, не требующей высоких температур и высокого вакуума. Устройства на базе этих материалов могут изготавливаться методами центрифугирования, ламинирования или струйной печати.

Эффект резистивного переключения заключается в том, что рассматриваемая система может находиться в двух или более состояниях с различным сопротивлением — которые в свою очередь выступают как логические значения уровня. Амплитуда эффекта может быть настолько велика, что для материалов, являющихся изоляторами в основном состоянии, свойства в проводящем состоянии приближаются к свойствам металлов.

Нами были исследованы образцы с сэндвич-геометрией, где в роли контактов выступали пары медь-серебряная паста, ИТО-ИТО, ИТО-серебряная паста, а рабочим материалом являлся состав на базе полистирола. В зависимости от условий переключения и геометрии исследуемых образцов, сопротивление в непроводящем состоянии варьировалось в диапазоне от 1 МОм до 2 ГОм, а сопротивление в проводящем состоянии — в диапазоне от 10 Ом до 20 кОм, амплитуда эффекта резистивного переключения — в диапазоне от  $10^2$  до  $10^7$ .

Изучение процессов переключения показало, что характерные времена

обычно составляют менее 10 нс, а для некоторых структур лежат в субнано-секундном диапазоне. Для ряда структур возможно более  $10^6$  переключений без существенного изменения свойств.

Исследования температурных зависимостей проводимости, дополненные микроскопическими наблюдениями, позволяют считать, что механизм переключения в изучаемых системах может быть связан с образованием металлических проводящих каналов[2]–[3].

Таким образом, в настоящей работе показано, что в полимерном материале наблюдаются управляемые резистивные переключения, происходящие за короткий промежуток времени. Данный эффект позволяет создать энергонезависимую память с высоким быстродействием и низкой стоимостью.

## Литература

- [1] J.C. Scott, L.D. Bozano, *Adv. Mater.* **19**, 1452–1463 (2007).
- [2] G. Dearnaley, D.V. Morgan, A.M. Stoneham, *J. Non-Cryst. Solids* **4**, 593–612 (1970).
- [3] G. Dearnaley, A.M. Stoneham, D.V. Morgan, *Rep. Prog. Phys.* **33**, 1129–1191 (1970).

## Оптические свойства нанокompозитных структур с квантовыми точками CdSe/CdS

К. А. Дроздов

МГУ, Москва, Россия

Уникальные оптические и электрические свойства полупроводниковых нанокристаллов открывают широкие перспективы их применения для изготовления фотоприемников, светодиодов и солнечных батарей нового поколения. Возможность модификации спектральных характеристик квантовых точек при варьировании их размера, высокая фотостабильность и коэффициент экстинкции нанокристаллов позволяют использовать их в качестве фотосенсибилизатора при создании солнечных батарей. Для увеличения фотоотклика квантовые точки осаждаются на пористую оксидную пленку диоксида титана или олова с большой эффективной поверхностью. При выращивании объемных кристаллов весьма важно иметь адекватное представление об эволюции их параметров в процессе роста, ибо от этого зависят свойства получаемого в результате образца.

В работе исследовались оптические свойства квантовых точек CdSe диаметром 3.2 нм и покрытые оболочкой CdS, толщина которой варьировалась от 0 до 4 монослоев. Образцы CdSe/CdS были получены методом высокотемпературной коллоидной химии и осаждены на нанокристаллические пористые

пленки SnO<sub>2</sub>. Были изучены спектральные зависимости поглощения и фотолюминисценции в диапазоне 500–750 нм для рассматриваемых квантовых точек, осажденных на стекло в виде золя в гексане; исследованы фотоэлектрические свойства полученных структур.

При нанесении коллоидных квантовых точек CdSe на нанокристаллическую пористую пленку SnO<sub>2</sub> полученная структура становится фоточувствительной за счет переноса фотовозбужденных электронов из квантовых точек CdSe в матрицу SnO<sub>2</sub> [1]. Для квантовых точек CdSe/CdS в гексане была получена немонотонная зависимость величины квантового выхода люминесценции от толщины оболочки, причем максимальному квантовому выходу соответствует толщина 3 монослоя. При малых толщинах оболочки увеличение квантового выхода связывается с пассивацией поверхностных состояний ядра более широкозонным полупроводником. При дальнейшем увеличении толщины оболочки наблюдаемое уменьшение квантового выхода может быть связано с возникновением напряжений из-за несоответствия параметров кристаллической решетки ядра и оболочки.

Величина фотоотклика структур на основе квантовых точек, нанесенных на матрицу SnO<sub>2</sub> немонотонно зависела от толщины оболочки. Максимум фотоотклика соответствует толщине 3 монослоя и коррелирует с поведением квантового выхода. Такой тип зависимости позволяет оптимизировать процессы переноса зарядов за счет использования квантовых точек ядро/оболочка, что важно для создания эффективных солнечных батарей. Обсуждаются возможные механизмы, ответственные за появление эффекта.

## **Литература**

- [1] A. Dobrovolsky, R. Vasiliev, K. Drozdov, *et al.* *Phys. Status Solidi C*, No. 3–4, 972–975 (2010)

## **Оптические и электрические свойства тонких пленок геликоидального графитизированного полиацетилена в терагерцовой области частот**

П. Е. Гусаков

СПБГПУ, Санкт-Петербург, Россия

Возможности когерентной терагерцовой спектроскопии (0.1–10 THz) во временных доменах позволяют бесконтактно определять целый ряд принципиальных электрических и оптических характеристик полупроводниковых кри-

сталлов [1]. Данная методика позволяет независимо определять спектральные зависимости как действительной, так и мнимой части диэлектрической проницаемости материала, без привлечения соотношений типа Крамерса–Кронига, что позволяет избегать неопределенностей, имеющих место при использовании подходов традиционной ИК спектроскопии.

Полупроводниковый полимер (РА), является модельным сопряженным полимером для изучения фундаментальных характеристик проводящих полимеров. Изучение транспортных и оптических свойств этого полимера является важной и актуальной задачей, тем более, что исследований методом когерентной THz спектроскопии графитизированных тонких пленок геликоидального РА, полученного путем специальной термической обработки [2], ранее не проводилось. В настоящей работе впервые приведены результаты измерений оптических (показателя преломления и коэффициента поглощения) и электрических (действительной и мнимой части проводимости) характеристик легированных иодом и затем графитизированных пленок геликоидального полимера РА в диапазоне частот 0.2–3 THz.

Исследовались графитизированные тонкие пленки (толщина  $\sim 20\text{--}60$  нм) геликоидального РА, с удельным сопротивлением  $0,2 \text{ Ohm} \times \text{cm}$  ( $\sigma \sim \text{S/cm}$ ). Исследование морфологии методом атомно-силовой микроскопии выявило ярко выраженную фибриллярную структуру пленок геликоидального РА. Когерентное THz излучение генерировалось при возбуждении кристалла n-InAs импульсами титан-сапфирового лазера длительностью 12 fs (длина волны 800 nm, частота импульсов 80 MHz) и детектировалось методом электро-оптического стробирования в кристалле ZnTe. При этом амплитудное соотношение сигнал/шум в системе когерентного THz спектрометра достигало  $8 \times 10^3$ . Применялась методика регистрации изменений THz волновой формы, вызванных взаимодействием THz излучения с тонкой пленкой полимера. Измерения проводились при комнатной температуре. Было произведено сравнение полученных спектральных зависимостей коэффициента поглощения THz излучения, показателя преломления в THz области, а также действительной и мнимой части электрической проводимости пленок геликоидального РА с соответствующими данными для обычного, негеликоидального полиацетилена, полученного без термической обработки [3] и с данными для тонких пленок полифлуорена (PFO) [4].

Работа выполнена при поддержке ПРАН № 7, направление «Полифункциональные материалы для молекулярной электроники» и гранта РФФИ 11-02-00451-а.

Работа выполнена под руководством Алешина А.Н и Андрианова А.В.

## Литература

- [1] M. van Exter, D. Grischkowsky, *Phys. Rev. B* **41** 12140 (1990).
- [2] S. Matsushita, M. Kyotani, K. Akagi, *Synth. Met.* **159** 2198 (2009).
- [3] T.-I. Jeon, G.-J. Kim, H.-J. Lee, *et al.* *Curr. Appl. Phys.* **5** 289 (2005).
- [4] A.V. Andrianov, A.N. Aleshin, V.N. Truchin, *et al.* *J. Phys D: Appl Phys.* **44** 265101(6pp) (2011)

## Структура и выпрямительные свойства объемного гетероперехода на основе фуллерена

В. М. Зиминов

СПбГПУ, Санкт-Петербург, Россия

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

Использование объемного (пространственно распределенного) гетероперехода на основе органических полупроводников — перспективный метод создания устройств органической нанофотоники, особенно органических солнечных элементов. Объемный гетеропереход может быть реализован в виде сети взаимопроникающих акцепторных и донорных материалов, что может быть использовано для увеличения эффективности преобразования солнечной энергии в таком устройстве. Применение гетероструктур на основе органических и неорганических полупроводников было исследовано с целью увеличения времени службы органических устройств [1–2].

Были исследованы структура, состав и электрофизические свойства композитных тонких пленок как органических полупроводников  $C_{60}$  и MeTPP (*tetraphenylporphyrin* Me где Me-Zn, Cu или FeCl), так и пленок  $C_{60}$  с добавлением неорганического полупроводника n-типа CdS. В таких структурах молекула  $C_{60}$  играет роль акцептора, а молекула порфирина или CdS-донора. Исследованные образцы были получены методом вакуумного напыления в квазизамкнутом объеме на стеклянную подложку, покрытую ITO или на Si (111). Толщина пленок составляет 100–1000 нм.

ВАХ исследованных композитных гетероструктур имеет диодный характер как для различных пар  $C_{60}$ -MeTPP, так и для пар  $C_{60}$ -CdS с коэффициентом выпрямления зависящим от состава и структуры пленки. Для структур  $C_{60}$ -CdS было получено рекордное значения коэффициента выпрямления  $10^3$  при напряжении 1 В. Прямые и обратные ветви ВАХ могут быть хорошо описаны моделями прыжковой проводимости и моделью гетероперехода; относительный вклад этих моделей в проводимость пленки определяется составом

и структурой образца.

Структурные свойства были исследованы с помощью атомно-силового микроскопа и рамановской спектроскопии. Показана полимеризация фуллерена, связанная с переносом заряда от донора CdS на акцептор C<sub>60</sub> объемного гетероперехода.

## Литература

- [1] A. Briseno, T. Holcombe, A. Boukai, *et al.*, *J. Nano Lett.* **10** 334–340 (2010).
- [2] A. Takeda, T. Oku, A. Suzuki, *et al.*, *J. of the Ceramic Society of Japan*, **117** 967–969 (2009).

## Поляризация рекомбинационного излучения электронов с дырками связанных на центрах в GaAs, в присутствии внешней деформации и магнитного поля

И. В. Крайнов

СПбГПУ, Санкт-Петербург, Россия

Полупроводниковые структуры, содержащие магнитные примеси, находятся в центре внимания во многих исследовательских лабораториях в связи с попытками создать приборы, использующие спиновые степени свободы. Арсенид галлия, легированный ионами марганца, представляет в этом смысле особый интерес, поскольку em GaAs и соединения на его основе являются наиболее изученными полупроводниками, а ионы марганца — обладают большим спиновым моментом, равным 5/2. Циркулярная поляризация фотолюминесценции(ФЛ) обусловленная излучательными переходами электронов на дырку локализованную на Mn во внешнем магнитном поле изучалась в работе [1], линейная поляризация в присутствии внешней деформации изучалась в работах [2] и [3]. Цель данной работы состоит в теоретическом изучении поляризации излучения, обусловленной рекомбинацией горячих и холодных электронов с дырками, локализованными на ионах марганца при одновременном воздействии на кристалл внешнего магнитного поля и одноосной деформации и сравнении результатов расчета с имеющимися экспериментальными данными. Предполагается, что совместный анализ результатов теории и эксперимента окажется полезным при анализе различных экспериментальных данных по изучению фазового перехода ферромагнетик-парамагнетик в по-

лупроводниковых структурах, в которых содержание парамагнитной примеси составляет несколько атомных процентов, как в работе [4].

В данной работе теоретически изучена поляризация ФЛ при излучательных переходах электронов из зоны проводимости на мелкий акцептор с симметрией волновых функций  $\Gamma_8$  и парамагнитный акцептор  $Mn_{Ga}$  в GaAs. Рассчитано поведение степени циркулярной и линейной поляризации в зависимости от приложенного магнитного поля вдоль оси [001] и внешней деформации, и учтено что парамагнитный центр участвует в обменном взаимодействии с дырками. Результаты вычислений показывают, что предельное значение степени круговой поляризации в сильных магнитных полях при переходах на мелкий акцептор выше, чем при переходах на парамагнитный ион при всех значениях внешнего давления. Это важное отличие обусловлено антиферромагнитным обменным взаимодействием дырки с  $3d^5$  электронами, в результате которого полный момент дырки ориентируется не вдоль внешнего магнитного поля, а вдоль эффективного поля, представляющего собой векторную сумму внешнего и обменного магнитных полей. Оказалось, степень поляризации горячей ФЛ меньше, чем при переходах электрона со дна зоны проводимости, это объясняется дополнительной деполяризацией излучения горячей ФЛ за счет орбитального движения электронов. Внешняя деформация вдоль оси [110] приводит к уменьшению степени циркулярной поляризации для обоих центров, что связано с возникновением линейной поляризации излучения. Рассчитана зависимость поляризационного отношения от величины внешней нагрузки и магнитного поля и обнаружены особенности этих зависимостей, обусловленные орбитальным движением электронов в зоне проводимости и обменным взаимодействием дырки в парамагнитном центре. Правильность моделей центров может быть проверена при сопоставлении экспериментальных и теоретических кривых для степени циркулярной поляризации ФЛ. Предварительные эксперименты по исследованию холодной ФЛ для объемного образца GaAs легированного марганцем с концентрацией  $10^{17} \text{ см}^{-3}$  были выполнены в лаборатории оптики полупроводников ФТИ (д.ф.-м.н. В.Ф. Сапега). Оказалось, что представленная теория хорошо описывает зависимости степени круговой поляризации от магнитного поля при данных значениях внешних нагрузок при известных из литературы значениях констант деформационного потенциала и g-факторов электронов и дырки.

## Литература

- [1] Карлик И.Я., Меркулов И.А., Мирлин Д.Н. и др. *ФТТ* **24**, 3550–3557 (1982)
- [2] Аверкиев Н.С., Гуткин А.А., Колчанова Н.М. и др. *ФТП* **18**, 1629–1633 (1984)
- [3] Аверкиев Н.С., Гуткин А.А., Осипов Е.Б. и др. *ФТП* **21**, 1847–1853 (1987)



## **Исследование осцилляций магнитопроводимости в гетероструктуре n-GaAs/AlGaAs методом бесконтактной микроволновой спектроскопии**

В. А. Малыш

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

Изучение высокочастотной проводимости имеет важное значение, поскольку дает возможность определять механизмы локализации носителей заряда в низкоразмерных структурах на основании анализа зависимостей высокочастотной проводимости от частоты, температуры и магнитного поля, а также позволяет исследовать различные резонансы, например, микроволновой резонанс в двумерном вигнеровском кристалле [1].

На протяжении многих лет, высокочастотная проводимость исследуется в нашей лаборатории с помощью бесконтактной акустической методики. Однако эта методика позволяет осуществлять измерения в ограниченном диапазоне частот, а именно 30–400 МГц. В связи с этим, было решено освоить новую методику, которая давала бы возможность исследовать проводимость образцов при более высоких частотах, в частности, до 1 ГГц.

Настоящая работа посвящена изучению осцилляций магнитопроводимости в гетероструктуре n-GaAs/AlGaAs с помощью бесконтактной методики микроволновой спектроскопии. Суть этой методики состоит в следующем. Исследуемый образец прижимается с помощью пружин к поверхности подложки изолирующего GaAs, на которой предварительно с помощью фотолитографии сформирован копланарный волновод. Затем на вход копланарного волновода подается высокочастотный сигнал в импульсном режиме. Высокочастотное электрическое поле этого сигнала, распространяющегося по копланарному волноводу, проникает в образец и взаимодействует с носителями заряда. В результате такого взаимодействия происходит ослабление амплитуды сигнала и изменение его фазы, что и фиксируется на выходе копланарного волновода. Измерения проводятся в магнитном поле, перпендикулярном плоскости исследуемого образца. При этом измерение изменения амплитуды сигнала в магнитном поле позволяет определить реальную часть высокочастотной проводимости исследуемого образца, а измерение изменения фазы сигнала в магнитном поле — ее мнимую часть.

Эксперимент проводился в магнитных полях до 8 Тл в частотном диапазоне 80–1000 МГц при температурах 1.6–4.2 К. По периоду наблюдавшихся осцилляций Шубникова–де Гааза была определена концентрация электронов в квантовой яме, которая составила  $n_e = 1.26 \times 10^{12} \text{ см}^{-2}$ .

Анализ полученных экспериментальных результатов осуществлялся с использованием теории линий передач (transmission line theory), в соответствии с которой систему «исследуемый образец на копланарном волноводе» можно рассматривать как четырехполюсник, описываемый с помощью матрицы S-параметров (scattering parameters) [2, 3].

В дальнейшем планируется расширить диапазон рабочих частот до 3 ГГц, а также разнообразить круг исследуемых объектов, включив в него образцы с квантовыми точками.

Автор благодарит Ильинскую Н.Д. за изготовление копланарного волновода, Торопова А.И. за изготовление гетероструктуры n-GaAs/AlGaAs и сотрудников лаборатории Дричко И.Л., Дьяконова А.М. и Смирнова И.Ю. за помощь в проведении эксперимента и обсуждение полученных результатов. Работа поддерживается грантом РФФИ № 11-02-00223-а.

## Литература

- [1] Yong Chen, *et al.*, *Phys. Rev. Lett.*, **91**, 016801 (2003).
- [2] C. Biltzer, *et al.*, *J. Appl. Phys.*, **101**, 074505 (2007).
- [3] Janusz A. Dobrowolski, *Microwave Network Design Using the Scattering Matrix*, Artech House, 2010.

# Излучательная рекомбинация электронов из первой возбужденной подзоны размерного квантования в глубоких квантовых ямах

Н. В. Павлов

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

В настоящее время одним из наиболее актуальных вопросов в физике полупроводников является изучение низкоразмерных гетероструктур, таких как квантовые ямы, квантовые проволоки и квантовые точки. Причиной этого являются уникальные свойства таких структур, например: пространственная локализация носителей заряда, более слабая зависимость функции плотности состояний от энергии носителей заряда, чем в объемных структурах. Эти свойства позволяют разрабатывать новые полупроводниковые приборы, на

основе данных структур, которые по многим параметрам превосходят аналогичные, выполненные на основе объемных полупроводников.

Одной из характерных особенностей квантовых ям является наличие нескольких подзон размерного квантования. Обычно при расчете скоростей спонтанной и вынужденной излучательной рекомбинации пренебрегали вкладом излучательных переходов электрона из первой возбужденной подзоны зоны проводимости в подзону тяжелых дырок, так как этот переход является запрещенным, так как является переходом между состояниями с различной четностью. Однако, наличие компоненты волнового вектора в плоскости ямы, а также учет непараболичности спектра электронов приводит к частичному снятию запрета. А так как при определенных условиях возможно накопление существенной концентрации электронов в первой возбужденной подзоне, то вышеназванные оптические переходы могут вносить существенный вклад в суммарную скорость излучательной рекомбинации.

В работе было произведено теоретическое исследование излучательной рекомбинации электронов из первой возбужденной подзоны глубокой квантовой ямы состава  $\text{AlSb/InAs}_{0.84}\text{Sb}_{0.16}/\text{AlSb}$ , используя различные приближения. В приближении бесконечно глубокой ямы были найдены выражения для матричного элемента оптического перехода и коэффициента поглощения, произведена оценка скорости излучательной рекомбинации. В приближении разделяющихся спектров найдено значение поперечной компоненты волнового вектора  $k_c$  в параболическом приближении и с учетом непараболичности, а также в приближении  $\Delta \gg E_g$  и с учетом влияния спин-отщепленной подзоны. Аналогичные расчеты были произведены для случая, когда вектор  $k_c$  находился из полного дисперсионного уравнения [1]. Показано, что учет непараболичности, влияния спин-отщепленной подзоны, подмешивания четных состояний к нечетным, учет конечности глубины ямы - все это оказывает существенное влияние на величину  $k_c$ . Для вычисленного с учетом всех вышеуказанных факторов вектора  $k_c$  произведен численный расчет коэффициента поглощения и оценка скорости излучательной рекомбинации.

В дальнейшем планируется получить точное выражение для концентрации электронов в первой возбужденной подзоне от суммарной концентрации электронов, выражение для функции распределения электронов и, на основании полученных результатов, уточнить выражение для скорости излучательной рекомбинации.

## Литература

- [1] Л.Е. Воробьев, С.Н. Данилов, Г.Г. Зегря и др., *Фотоэлектрические явления в полупроводниках и размерно-квантованных структурах*, 169, (СПб., Наука, 2001)

# Спиновая релаксация электронов в квантовых ямах с сильным спин-орбитальным взаимодействием

А. В. Пошакинский

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

Развита теория спиновой релаксации электронов в двумерных системах с сильным спин-орбитальным взаимодействием. Показано, что анизотропия рассеяния электронов на дефектах структуры приводит к динамической связи между компонентами спина вдоль и поперек оси роста квантовой ямы. Исследован эффект деполяризации ориентированных по спину электронов во внешнем магнитном поле (эффект Ханле). Продемонстрировано, что зависимость среднего спина от величины магнитного поля в структурах с сильным спин-орбитальным взаимодействием носит немонотонный характер.

В широком диапазоне температур, электронных плотностей и подвижностей спиновая релаксация двумерного электронного газа идет по механизму Дьяконова–Переля [1, 2]. Этот механизм основан на вращении электронных спинов в эффективном магнитном поле Рашбы или Дрессельхауза, направление которого зависит от электронного волнового вектора и меняется при рассеянии электрона по импульсу. В данной работе построена теория спиновой релаксации электронов в квантовых ямах с произвольным рассеивающим потенциалом. Установлено, что в структурах с нецентросимметричными рассеивателями компоненты спина в плоскости квантовой ямы и вдоль оси роста структуры оказываются динамически связанными [3]. В частности, оптическая ориентация электронных спинов вдоль нормали квантовой ямы приводит к появлению как нормальной компоненты среднего электронного спина, так и компоненты спина в плоскости ямы. В структурах с сильным спин-орбитальным взаимодействием продольная и поперечная компоненты спина могут быть сравнимыми по величине даже при малой анизотропии рассеивающего потенциала.

Внешнее магнитное поле, приложенное к структуре, вызывает дополнительную прецессию электронных спинов, что обычно приводит к спиновой деполяризации. Кривые Ханле, описывающие зависимость среднего спина от магнитного поля, широко используются для определения эффективного  $g$ -фактора электронов и времени их спиновой релаксации. В работе развита микроскопическая теория эффекта Ханле для двумерных систем с вырожденной статистикой и произвольной величиной эффективного магнитного поля. Показано, что характер кривых Ханле различен для систем со слабым и сильным

спин-орбитальным взаимодействием и определяется параметром  $\Omega_k\tau$ , где  $\Omega_k$  — частота вращения спинов в эффективном поле, а  $\tau$  — время релаксации носителей по импульсу. В системах с  $\Omega_k\tau < 1$  кривые Ханле описываются функцией Лоренца — спиновая поляризация монотонно уменьшается с ростом поля. Оказывается, что в структурах с большим значением  $\Omega_k\tau$  зависимость спиновой поляризации от магнитного поля становится немонотонной [4]. В этом случае спиновая поляризация квадратично растет с магнитным полем в малых полях, достигает максимума, а затем резко падает. Такое поведение обусловлено частичным подавлением спиновой релаксации электронов внешним магнитным полем, равным по величине спин-орбитальному полю на уровне Ферми. Показано, что измерение магнитного поля, соответствующего максимуму кривой Ханле, может быть использовано в экспериментах для непосредственного определения эффективных полей Рашбы и Дрессельхауза.

## Литература

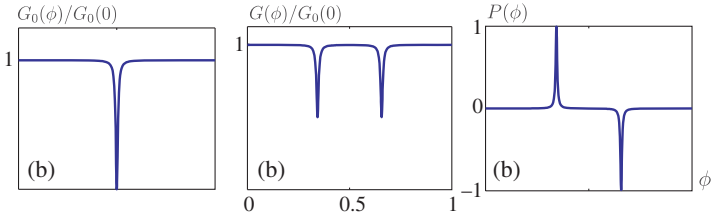
- [1] М.И. Дьяконов, В.И. Перель, *ФТТ* **13**, 3581 (1971).
- [2] В.Н. Гриднев, *Письма в ЖЭТФ*, **74**, 7 (2001).
- [3] A.V. Poshakinskiy and S.A. Tarasenko, *Phys. Rev. B* **84**, 155326 (2011).
- [4] A.V. Poshakinskiy and S.A. Tarasenko, *Phys. Rev. B* **84**, 073301 (2011).

## Эффект Ааронова-Бома в одноканальном кольце со спин-орбитальным взаимодействием при высокой температуре

П. М. Шмаков

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

Квантовые интерферометры на основе низкоразмерных структур являются мощным средством для изучения когерентных мезоскопических явлений. Одной из реализаций такого интерферометра является одноканальное баллистическое квантовое кольцо с туннельными контактами, пронизываемое магнитным потоком  $\Phi$ . Интерференция электронов, проходящих кольцо в противоположных направлениях, приводит к эффекту Ааронова–Бома: контактная проводимость  $G$  является периодической функцией потока  $\Phi$  с периодом  $\Phi_0 = hc/e$ . Характер осцилляций существенно зависит от соотношения между температурой  $T$  и расстоянием между уровнями энергии в кольце  $\Delta$ . При  $T \ll \Delta$  зависимость  $G(\Phi)$  представляет собой серию узких пиков, положение которых зависит от энергии Ферми [1]. Весьма примечательно, что температур-



**Рис. 1.** Зависимость кондуктанса кольца от магнитного потока ( $\phi = \Phi/\Phi_0$ ) в отсутствие (а) и при наличии (б) спин-орбитального взаимодействия. Поляризация спина электронов, прошедших через кольцо (с).

ное усреднение не подавляет полностью интерференционные эффекты, и при  $T \gg \Delta$  кондуктанс имеет узкий антирезонанс при  $\Phi = \Phi_0/2$  [2]. При этом  $G(\Phi_0/2) = 0$  (рис. 1а), то есть происходит полная деструктивная интерференция волн.

Нами был поставлен вопрос о том, как изменяется высокотемпературная ( $T \gg \Delta$ ) зависимость кондуктанса кольца при наличии в кольце спин-орбитального взаимодействия (в форме Рашбы), а так же о способности такого кольца поляризовать по спину проходящий через него пучок электронов. Эти вопросы были ранее изучены только для случая низких температур ([3, 4] и другие работы).

Мы показали, что при наличии спин-орбитального взаимодействия имеются два антирезонанса на каждом периоде зависимости  $G(\Phi)$  (рис. 1б), и в окрестности соответствующих значений магнитного поля неполяризованный по спину поступающий пучок электронов оказывается поляризованным на выходе (рис. 1с). Физически это объясняется тем, что электроны со спином, ориентированным в определенном направлении, оказываются заблокированными из-за деструктивной интерференции, а электроны с противоположным спином проходят через кольцо. Таким образом, кольцо работает как управляемый магнитным полем спиновый фильтр.

Мы также выяснили, что при наличии зеемановского расщепления зависимость  $G(\Phi)$  имеет четыре антирезонанса на каждом периоде, и, соответственно, поляризация спина происходит в окрестности этих четырех точек. Как правило, два антирезонанса имеют большую глубину, чем два других, причем положения «глубоких» антирезонансов управляется, в основном, силой спин-орбитального взаимодействия, а положения «мелких» — величиной зеемановского расщепления.

## Литература

- [1] M. Büttiker, Y. Imry, and M.Ya. Azbel, *Phys. Rev. A* **30**, 1982 (1984).

- [2] A.P. Dmitriev, I.V. Gornyi, V.Yu. Kachorovskii, *et al. Phys. Rev. Lett.*, **105**, 036402 (2010).
- [3] J. Nitta, F.E. Meijer, H. Takayanji, *Appl. Phys. Lett* **75**, 695 (1999).
- [4] D. Frustaglia, K. Richter, *Phys. Rev. B* **69**, 235310 (2004).

## Гибридные структуры опал- $\text{Ge}_2\text{Sb}_2\text{Te}_5$ : получение, структурные и фотонно-кристаллические свойства

С. А. Яковлев

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

Трехмерные (3М) фотонные кристаллы (ФК) на основе синтетических опалов широко используются как для исследования фундаментальных особенностей распространения электромагнитных волн в трехмерных пространственно-периодических структурах, так и для демонстрации различных принципов управления световыми потоками [1].

В настоящей работе показано, что эффективное управление оптическим откликом ФК можно реализовать в гибридной структуре опал-халькогенидный стеклообразный полупроводник —  $\text{Ge}_2\text{Sb}_2\text{Te}_5$  (GST225), за счет вариации геометрических параметров и диэлектрических констант пленки GST225. Выбор GST225 обусловлен уникальными свойствами этого материала, в первую очередь, сильным изменением оптических и электрических характеристик при фазовом переходе аморфное-кристаллическое состояние [2].

Пленки опала с различным количеством монослоев сфер  $\alpha\text{-SiO}_2$  (диаметр  $\sim 630$  нм) были выращены методом жидкофазной коллоидной эпитаксии на кварцевых подложках. На поверхность опаловой пленки (температура подложки  $50^\circ\text{C}$ ) методом термического напыления в вакууме наносились пленки GST225 различной толщины (10-200 нм). В качестве исходного состава для напыления использовался поликристаллический GST225, синтезированный из ОСЧ элементов Ge, Sb, Te. Оптимизация условий технологического процесса позволила получать пленки, фазовый состав которых был идентичен составу исходного объемного материала. Контроль состава пленок проводился методом рентгеноспектрального анализа, в результате которого было установлено, что пленка оптимального состава  $\text{Ge}_{22}\text{Sb}_{22}\text{Te}_{56}$  (атомные %) получается при температуре испарителя  $\sim 600^\circ\text{C}$ .

Структурная характеристика синтезированных образцов опал-GST225 проведена методами атомно-силовой микроскопии (АСМ), рентгеновского анализа и рамановской спектроскопии. Полученные данные свидетельствуют о

том, что пленки GST225 имеют аморфную структуру. Для получения пленок GST225 в кристаллическом состоянии был использован их отжиг в вакууме при температуре 170 °С в течение 1 часа. Результаты АСМ демонстрируют, что пленка GST225 повторяет рельеф поверхности опаловой пленки.

В спектрах отражения синтезированных структур наблюдалась интенсивная «брэгговская полоса», характерная для фотонно-кристаллической структуры опала. Вместе с тем в спектрах наблюдался дополнительный пик, интенсивность и положение которого существенно менялись в зависимости от угла падения и поляризации света, а также толщины и фазового состояния пленки GST225. При определенных соотношениях условий эксперимента (угол падения, поляризация) и параметров пленки (толщина, фазовое состояние) дополнительный пик полностью подавлял полосу брэгговского отражения.

При интерпретации полученных результатов необходимо учесть, что пленка GST225 на поверхности опала промодулирована по толщине в латеральном направлении с периодом порядка дистанции между опаловыми сферами, т.е. представляет собой двумерную дифракционную решетку. Возможной причиной возникновения дополнительных полос (аномалии Вуда) в спектрах отражения является сильное взаимодействие падающего на гибридную структуру света с волноводной модой, возбуждаемой в пространственно-модулированной тонкой пленке GST225.

## Литература

- [1] J.D. Joannopoulos, S.G. Johnson, J.N. Winn, *et al.* *Photonic Crystals: Molding the Flow of Light*, 2nd edn (Princeton Univ. Press, 2008).
- [2] S. Raoux, W. Welnic, D. Ielmini, *Chem. Rev.* **110** 240-267 (2010).



## Стендовая сессия

### Микрофлюидное устройство для исследований биологических объектов в нативном состоянии

А. С. Букатин

<sup>1</sup> Санкт-Петербургский академический университет, Санкт-Петербург, Россия

<sup>2</sup> Институт аналитического приборостроения, Санкт-Петербург, Россия

В настоящее время микрофлюидные устройства активно используются при построении аналитических систем полного анализа, более известных за рубежом как «lab-on-a-chip» и «Micro Total Analysis System» [1]. Микрофлюидное устройство (в планарном исполнении — микрофлюидный чип) представляет собой систему микроканалов, реакторов и др. элементов, выполненных на подложках из биосовместимых материалов. Такое устройство оперирует чрезвычайно малыми объемами жидкости или газа (от  $10^{-6}$  до  $10^{-12}$  см<sup>3</sup>) в каналах с характерными размерами 1–100 микрометров, что позволяет существенно повысить скорость анализа, использовать высокоэффективные схемы детектирования и создавать портативные аналитические системы, а уменьшение объемов требуемых реагентов приводит к существенному уменьшению стоимости анализа [2].

В данной работе был разработан и изготовлен микрофлюидный чипы для проведения исследований биологических объектов (клеток, бактерий) в нативном состоянии методами оптической и конфокальной лазерной сканирующей микроскопией для изучения их ответной реакции на разнообразные внешние воздействия (химические и биологические реагенты, величина pH среды). Разработанное устройство позволяет поддерживать биологические объекты в активном состоянии, фиксировать их на длительное время при помощи модификации поверхности и использования внешних электрических полей и контролируемо влиять на них с помощью дозированного ввода различных веществ в реакционную камеру.

Определение и оптимизация параметров микрофлюидного чипа проводилась с помощью численного моделирования процессов массопереноса в микроканалах и взаимодействия микрочастиц с внешними электрическими полями. Изготовление микрочипа осуществлялось на стеклянных подложках с

помощью метода магнетронного напыления, фотолитографии и жидкостного травления. Для формирования закрытых и герметичных каналов, а также интегрирования в устройство планарных электродов проводилось соединение микрочипов со стеклянными пластинами с нанесенными микроэлектродами с помощью промежуточного слоя клеящего вещества. Гидравлические и электрические интерфейсы, созданные в рамках данной работы, использовались для совмещения микрофлюидного чипа с внешними насосами и управляющей электроникой.

Для проверки функционирования разработанного микрофлюидного устройства были проведены экспериментальные исследования процессов массопереноса в чипе на модельных объектах: растворе флуоресцентного красителя (FITC) и полимерных микрочастицах. Исследования устройства на биологических объектах проводились с использованием клеток хронической миелоидной лейкемии K562 и бактерий кишечной палочки E.coli. Полученные результаты подтвердили адекватность выбранного подхода и хорошо согласуются с результатами численного моделирования, а также показывают возможность использования данной системы для биологических исследований.

Работа проведена при поддержке ФЦП «Научные и научно-педагогические кадры инновационной России» на 2009–2013 годы (ГК П557, ГК 14.740.11.1218).

## **Литература**

- [1] D.R. Reyes, D. Iossifidis, P.-A. Auroux, *et al.* *Anal. Chem.* 74, 2623–2636 (2002)
- [2] H. Bruus *Theoretical microfluidics*, Oxford University Press, 2008, p. 339.

## **Структура и люминесценция аморфных слоёв кремния, полученных модифицированным методом магнетронного распыления**

Ю. С. Вайнштейн

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

Структуры аморфных квантоворазмерных частиц кремния в матрицах оксида кремния представляют существенный интерес. Это связано с относительно простыми технологиями их изготовления, широкими возможностями применения в оптоэлектронных приборах, а также с необычными свойствами аморфных нанокластеров по сравнению с нанокристаллами. Обычно для изготовления таких структур применяют отжиг аморфного монооксида кремния,

в результате получая наночастицы кремния в матрице нестехиометрического субоксида кремния  $\text{SiO}_x$  [1].

В данной работе представлены результаты изучения оптических свойств слоёв нанокластеров аморфного кремния (a-Si) в матрице аморфного  $\text{SiO}_x$ , полученных методом магнетронного распыления кремния в атмосфере аргона, силана и кислорода. Важно отметить, что данный метод не требует высокотемпературного отжига.

Согласно FTIR-спектрам образцов, с увеличением концентрации кислорода в рабочем объёме магнетрона состав слоёв изменяется от аморфного гидrogenизированного кремния a-Si:H (без кислорода) до  $\text{SiO}_x$  с внедрёнными частицами a-Si (при концентрации кислорода около 20–30 мол.%).

В видимой и ближней ИК областях полученные слои демонстрируют интенсивную фотолуминесценцию (ФЛ) при комнатной температуре. Спектры ФЛ имеют две полосы, поведение которых с ростом содержания кислорода в слоях хорошо согласуется с выводами теоретической работы [2], если предположить, что не связанный с кислородом кремний находится в матрице  $\text{SiO}_x$  в виде кластеров с размерами порядка единиц нанометров, а увеличение количества кислорода приводит к уменьшению размеров кластеров. По данным работы [2], размеры нанокластеров были оценены как 1.5–1.7 нм, что подтверждается данными просвечивающей электронной микроскопии.

Таким образом, получены слои нанокластеров a-Si в матрице аморфного  $\text{SiO}_x$ , обладающие эффективной ФЛ в видимой области спектра при комнатной температуре. Особенности спектров ФЛ хорошо объясняются в рамках модели, развитой в известных теоретических работах. Структурой и свойствами слоёв можно управлять, регулируя только концентрацию кислорода в процессе магнетронного распыления. Исследования фотовольтаических свойств структур на основе полученных слоёв показали возможность их применения в фотодетекторах.

Работа поддержана грантом РФФИ 10-02-00828 и грантом президента РФ «Ведущие научные школы» НШ-3306.2010.2.

## Литература

- [1] Н.Е. Маслова, А.А. Антоновский, Д.М. Жигунов и др., *ФТП* **44** (8), 1074–1077, (2010).
- [2] G. Allan, C. Delerue, M. Lannoo, *Phys. Rev. Lett.* **78** (16), 3161–3164, (1997).

# Высокоэффективные ультрафиолетовые светодиоды на основе твердых растворов AlGaN

С. Ю. Курин

Санкт-Петербургский академический университет, Санкт-Петербург, Россия

Ультрафиолетовое (УФ) излучение широко используется в ряде отраслей промышленности, медицине, измерительной аппаратуре и других областях. В настоящее время в качестве источника УФ излучения, в основном, используются ртутные лампы. Замена ртутных ламп на УФ светодиоды позволит в десятки раз увеличить срок службы УФ-приборов, значительно уменьшит их энергопотребление, исключит возможность загрязнения окружающей среды ртутью [1].

Гетероструктуры УФ светодиодов AlGaN, получаемые, как правило, на инородных подложках сапфира ( $\text{Al}_2\text{O}_3$ ), оказываются весьма чувствительными к проникающим дислокациям, что приводит к снижению эффективности УФ светодиодов. В предлагаемой работе гетероструктуры выращены на подложках  $\text{Al}_2\text{O}_3$  и на низкодефектных подложках монокристаллического нитрида алюминия (AlN). AlN согласован по параметрам решетки с эпитаксиальными слоями гетероструктуры и химически совместим с ними, поэтому использование подложек AlN для выращивания таких гетероструктур позволяет обеспечить высокое кристаллическое совершенство активного слоя гетероструктуры, а следовательно, повышает эффективность УФ светодиода.

Выбор одиночного слоя толщиной более 100 нм в качестве активной области продиктован следующими соображениями: во-первых, при использовании указанной активной области максимум внутренней квантовой эффективности достигается при высоких плотностях тока (более  $100 \text{ А/см}^2$ ); во-вторых, использование структур с множественными квантовыми ямами в качестве активных областей гетероструктур УФ светодиодов является нецелесообразным для работы при высоких плотностях тока, т.к. в таких структурах не до конца решены проблемы с неоднородностью инжекции электронов и дырок в различные ямы, а также наблюдается падение внутренней квантовой эффективности уже при небольших плотностях тока вследствие разогрева активной области и оже-рекомбинации [2].

Процессы роста гетероструктур УФ светодиодов проводились методом хлоридно-гидридной эпитаксии на одноподложечном реакторе, позволяющем осаждать на подложках диаметром 2 дюйма слои нитридов металлов III группы, включая GaN, AlN и их твердые растворы. Реактор оборудован шестизон-

ным резистивным нагревателем, обеспечивающим необходимый температурный диапазон в реакционной зоне.

Длина волны излучения полученных гетероструктур — 360–365 нм, полуширина спектральной кривой — 10–13 нм. Внешняя квантовая эффективность излучения чипов, изготовленных из гетероструктур, выращенных на подложках AlN, составила 4,3% при плотности тока 35 А/см<sup>2</sup>. При изготовлении чипов применялась планарная технология (подложка AlN не отделялась от гетероструктуры), поэтому величина рабочего напряжения 5,8 В оказалась выше ожидаемого значения 4 В. Для уменьшения рабочего напряжения требуется создать вертикальный чип путем лазерного отделения подложки AlN. Ожидаемый срок службы (время падения выходной оптической мощности на 30%) определялся для чипов, изготовленных из гетероструктур, выращенных на подложках Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>, и составил 1850 часов при плотности тока 50 А/см<sup>2</sup>.

## Литература

- [1] С.Ю. Курин и др., *8-я Всероссийская конф. «Нитриды галлия, индия, алюминия — структуры и приборы»*, Санкт-Петербург, Россия, 2011.
- [2] K.A. Bulashevich, M.S. Ramm, S.Yu. Karpov, *phys. stat. sol. (c)* **6**, S804 (2009).

## Полевые транзисторы с композитным активным слоем на основе полупроводниковых полимеров и металлических наночастиц

Ф. С. Федичкин

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

В работе исследовались структурные, электрические и оптические свойства тонких композитных пленок на основе полупроводниковых полимеров производных карбазола-poly(9-vinylcarbazole) (PVK) и poly(N-эрохургопил-карбазола) (PERK), и неорганических наночастиц-золота (Au) и никеля (Ni), с целью их применения в качестве активных слоев полевых транзисторов (OFET) [1, 2], полимерных ячеек памяти [3–5], а также фоточувствительных сенсоров [6]. Установлено, что введение наночастиц никеля в матрицу полимера PVK делает этот композит фоточувствительным в видимом спектральном диапазоне. Продемонстрирована возможность создания полевых транзисторных структур с гибридным активным слоем на основе композитных пленок полимер-наночастицы (PERK:Au, PVK:Ni). Исследованы вольт-амперные характеристики (ВАХ) полевых транзисторов с гибридным активным слоем на

основе РЕРК:Аu (Аu–5–10 wt%) и РVК:Ni (Ni–5–10 wt%) с длиной и шириной канала  $\sim 7 \mu\text{m}$  и  $\sim 1 \text{nm}$  соответственно, работающих при различных напряжениях на затворе. Полученные ВАХ характерны для униполярных (РЕРК:Аu) и биполярных (РVК:Ni) полевых транзисторов, работающих в режиме насыщения тока при напряжениях, превышающих некоторое пороговое значение. Подвижность носителей заряда композитного активного слоя,  $\mu_{FET}$ , оценивалась из ВАХ полевых транзисторов в режиме насыщения [7]:

$$I_{DS} = (W/2L)\mu_{FET}C_I(V_G - V_{th})^2 \quad (1)$$

где  $W$  — ширина канала,  $L$  — длина канала,  $C_I$  — емкость на квадрат площади  $\text{SiO}_2$  подложки (для толщины  $\sim 200 \text{nm}$ ,  $C_I \sim 7\text{--}10 \text{nF/cm}^2$ ),  $V_G$  — напряжение на затворе, и  $V_{th}$  — пороговое напряжение, которое соответствует началу режима накопления. Отношение ON/OFF, характеризующее отношение токов через транзистор (РЕРК:Аu) при подаче напряжения на затвор, находилось в пределах  $\sim 10^2$  для  $V_G = -20 \text{V}$ , но было значительно выше для  $V_G \sim -60 \text{V}$ . Полевая подвижность при 300 K, оцененная по формуле (1) при  $V_G = -20 \text{V}$  и  $V_{DS} = -10 \text{V}$ , для РЕРК:Аu  $\mu_{FET}(300 \text{K}) \sim 0.04 \text{cm}^2/\text{Vs}$  оказалась намного выше, чем значения  $\mu_{FET}(300 \text{K})$  для чистого РЕРК и РVК ( $\sim 10^{-4}\text{--}10^{-5} \text{cm}^2/\text{Vs}$  [8]). Предположено, что высокие значения  $\mu_{FET}(300 \text{K})$ , полученные в наших экспериментах для РЕРК:Аu и РVК:Ni OFET, связаны с подвижностью металлических наночастиц [8]. Отсутствие признаков амбиполярного транспорта в полевых транзисторах с гибридным активным слоем на основе РЕРК:Аu, очевидно, связано с низкими величинами электронной подвижности в композите. Амбиполярный характер транспорта РVК:Ni OFET связан с высокой подвижностью электронов и достаточной — дырок. Однако при повышении концентрации наночастиц в структуре происходит перкаляция заряда. OFET на основе РЕРК:Аu обладает достаточно большим и воспроизводимым (3 прохода) гистерезисом переходных характеристик. Из исследования морфологии плёнок РVК:Ni, полученной с помощью атомно-силовой микроскопии, следует, что данная структура способна удерживать заряд. Результаты исследований спектров и кинетики фотолуминесценции показывают уменьшение времени жизни фотовозбужденных носителей, при введении Ni в полимерную матрицу. Показано, что такие гибридные полевые транзисторные структуры могут быть использованы в качестве многоуровневых ячеек памяти, проводимость которых управляется приложением смещения (ON-OFF) на затвор транзистора, а также в качестве фотосенсоров.

Работа выполнена при поддержке ПРАН № 7, направление «Полифункциональные материалы для молекулярной электроники» и гранта РФФИ 11-02-00451-а, под руководством А.Н. Алешина.

## Литература

- [1] A.N. Aleshin, I.P. Shcherbakov, *J. Phys. D: Appl. Phys.* **43**, 315104 (2010).
- [2] A.N. Aleshin, E.L. Alexandrova, I.P. Shcherbakov, *Eur. Phys. J. Appl. Phys.* **51**, 33202 (2010).
- [3] А.Н. Алешин, Е.Л. Александрова, *ФТТ* **50**, 1895 (2008).
- [4] Э.А. Лебедев, Е.Л. Александрова, А.Н. Алешин, *ФТТ* **51**, 195 (2009).
- [5] Е.Л. Александрова, Э.А. Лебедев, Н.Н. Константинова и др. *ФТТ* **52**, 393 (2010).
- [6] Ф.С. Федичкин, А.Н. Алешин, И.П. Щербаков, *ФТТ* подготовлено к печати
- [7] J. Horowitz, *Adv. Mater.* **10**, 365 (1998).
- [8] А.Н. Алешин, Ф.С. Федичкин, П.Е. Гусаков, *ФТТ* **53**, 11 (2011).

## Квантово-размерный эффект Штарка и локализация носителей в квантовых ямах $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$ с различной морфологией

Е. А. Шевченко

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

Гетероструктуры на основе AlGaN имеют перспективы применения в ультрафиолетовой оптоэлектронике. Для создания приборов на основе этого твердого раствора важно учитывать его пьезоэлектрические и пьезоэлектрические свойства, оказывающие влияние на оптические свойства гетероструктур. В частности, для изготовления светоизлучающих приборов на основе квантовых ям (КЯ) необходимо минимизировать вредное действие квантово-размерного эффекта Штарка, обусловленного наличием спонтанной и пьезоэлектрической поляризации. Этот эффект проявляется в длинноволновом смещении пика излучения из слоя квантовой ямы и уменьшении внутреннего квантового выхода гетероструктур. Одним из способов борьбы с этими явлениями является использование эффекта локализации, обусловленного флуктуациями потенциала твердого раствора AlGaN [1].

Исследованные образцы были выращены методом молекулярно-пучковой эпитаксии с использованием как трехмерных, так и планарных режимов роста [2] с заданным составом  $\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{N}/\text{Al}_{0.4}\text{Ga}_{0.6}\text{N}$ . Номинальная толщина слоя КЯ составляет 6 нм. Спектр фотолюминесценции (ФЛ) КЯ, выращенной в трехмерном режиме, демонстрирует ослабление квантово-размерного эффекта Штарка, что проявляется в увеличении интенсивности ФЛ (более чем на порядок) и увеличении энергии пика ФЛ (на 150 мэВ) по сравнению с КЯ, изготовленной в режиме планарного роста.

Обнаруженное отличие может быть объяснено формированием локализуемого потенциала с характерной длиной локализации порядка и меньше Боровского радиуса экситона вследствие усиления спонтанной модуляции твердого раствора при трехмерном росте. Эффект локализации предположительно связан со спонтанными модуляциями состава твердого раствора AlGaIn, увеличенными вследствие трехмерного режима роста. Таким образом, что гетероструктуры, изготовленные при трехмерном режиме роста буферного слоя, могут использоваться для изготовления ультрафиолетовых светодиодов с увеличенным квантовым выходом излучения.

## Литература

- [1] Min Gao, S. T. Bradley, Yu Cao, *et al.* *J. Appl. Phys.* **100**, 103512 (2006).
- [2] V. N. Jmerik, A. M. Mizerov, D. V. Nechaev, *et al.* *Proc. of 9th Int. Conf. on Nitride Semiconductors*, 10–15 July, 2011 Glasgow

## Использование катодолюминесценции для определения однородности и качества структуры приповерхностного слоя на примере структур 3C/6H-SiC

Д. Б. Шустов

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

Развитие технологий выращивания многослойных структур требует развития методов диагностики для оценки их качества. Методы послойного анализа как правило очень трудоемкие, так как требуют тщательной обработки скола, чтобы не нарушить структуру, либо приводят к разрушению исследуемой области. Предлагается использовать метод катодолюминесценции в различных режимах для получения разносторонней информации о структуре образца: однородность в планарной плоскости, исследования по глубине, при этом метод не разрушает.

Суть метода состоит в том, что варьируя параметры электронного электронного зонда, можно изменять геометрию области генерации по нескольким параметрам в широких пределах. Например, можно менять диаметр пучка в пределах от 1 до 200 микрон, тем самым облучая либо локальную область, либо широкую область на поверхности образца. Меняя энергию электронного пучка, можно регулировать глубину проникновения электронов в образец.



С помощью рассчитанного распределения потерь энергии электронами по глубине можно рассчитать вклад катодолюминесценции каждого слоя. Кроме того, управляя током, можно менять плотность возбуждения, тем самым, варьируя вклад в люминесценцию различных энергетических процессов. Таким образом, мы можем получить данные об однородности образца по поверхности, о структурных особенностях в локальной области при различных накачках, и разделить вклад люминесценции слоев с различных глубин. Таким образом, метод катодолюминесценции способен произвести характеристику структуры и однородности поверхностного образца без его разрушения и модификации.

Данная методика отработывалась на примере двух образцов, представляющих собой структуры: пленка 3С-SiC выращенных методом сублимации в вакууме [1, 2] на коммерческих подложках 6Н-SiC от компании CREE. Образцы отличались условиями роста, в частности — температурой и временем роста, и соответственно скоростью. Задачей исследования было идентификация выращенного политипа, исследование пространственного его распределения (в планарной плоскости и по глубине). Кроме того было необходимо проверить насколько возможно совершенство кристаллической решетки и определение дефектов.

В ходе работы использовалась, с дополнением данных полученных с помощью ПЭМ, было выяснено:

1. На подложке 6Н методом сублимации выращена пленка именно 3С-политипа.
2. В обоих образцах обнаружен переходный слой между подложкой 6Н-SiC и 3С-пленкой. Он представляет собой смесь 3С и 6Н политипов, имеет переменную толщину.
3. В одном образце на поверхности и на глубине 100–200 нм наблюдаются включения 6Н-политипа. Кроме того в этом образце наблюдалось большое количество.
4. В другом образце переходный слой тоньше, дефектов упаковки очень мало. Но массив пленки состоит из доменов кубического политипа, выращенного в различных ориентациях, что привело к образованию двойничковых границ и макроскопическим неровностям на поверхности.

## Литература

- [1] Yu.A. Vodakov, G.A. Lomakina, E.N. Mokhov *et al.* *Sov. Phys. Solid State* **19** (1977), p. 1695
- [2] A.A. Lebedev, *Semicond. Sci. Technol.* **21** (2006), p. 517